

# Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

6. Jahrgang

1. Dezember 1925

Nr. 23

## 1. Allgemeines.

**Ostwald-Luther.** Hand- und Hilfsbuch zur Ausführung physikochemischer Messungen. 4. Aufl. Unter Mitwirkung von W. Bothe, W. Gerlach, R. Gross, H. v. Halban, R. Luther, F. Paneth, F. Weigert herausgegeben von C. Drucker. Mit 564 Figuren im Text und 3 Tafeln. XX und 814 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1925. Gegenüber der dritten Auflage (1910; Fortschr. d. Phys. 66 [1], 229, 1910) „neu hinzugekommen ist das Kapitel über die Radioaktivität, welches W. Bothe und F. Paneth verfaßt haben, und über Röntgenanalyse fester Körper, das R. Gross übernahm. W. Gerlach schrieb die Abschnitte über Elektronenröhren und über Dielektrizitätskonstante. Von den alten Teilen bedurfte besonders die Optik einer völligen Neubearbeitung; diese hat F. Weigert durchgeführt. R. Luther hat das Einleitungskapitel Rechnen revidiert und auch für die nächstfolgenden Verbesserungen mitgeteilt. Die chemische Dynamik endlich übernahm v. Halban an Stelle des dem Kriege zum Opfer gefallenen R. Marc. Die anderen Teile blieben für den Herausgeber“. — Inhalt: Das Rechnen; Längenmessung; Wägung; Temperaturmessung; Thermostaten; Glasblasen und technische Hilfsarbeiten; Druckmessungen; Volum; Dichte; Wärmeausdehnung und Kompressibilität; Siedepunkt; Dampfdruck; Schmelzpunkt und kritische Größen; innere Reibung; Oberflächenspannung und Diffusion; Löslichkeit; Molekulargewichtsbestimmungen; kalorimetrische Arbeiten; elektrische Messungen. Allgemeines. Technisches; elektromotorische Kraft; Leitfähigkeit der Elektrolyte; Elektrizitätsmenge und Überführungszahl; elektrische Temperaturmessung; chemische Dynamik; Röntgenstrahlenaufnahmen an festen Körpern; Messungen auf dem Gebiete der Radioaktivität; optische Messungen. Anhang: Verzeichnis der im Physikalisch-chemischen Institut Leipzig abgehaltenen Übungen; Vergleichstabelle. **SCHEEL.**

**Eilhard Wiedemann** (unter Mitwirkung von **Wilhelm Müller**). Beiträge zur Geschichte der Naturwissenschaften LXVI. Zur Geschichte der Musik. Erlanger Ber. 54/55, 7—22, 1922/23, Erlangen 1925.

**Moritz v. Rohr.** Wiener Brillen aus der Biedermeierzeit. ZS. f. ophthalm. Opt. 13, 38—41, 1925, Nr. 2/3.

**Moritz v. Rohr.** Über ältere Arbeiten zur Feststellung des Augenastigmatismus. ZS. f. ophthalm. Opt. 13, 42—51, 1925, Nr. 2/3.

**Moritz v. Rohr.** Zur Entwicklung der Fernrohrbrille. (5. Nachtrag.) ZS. f. ophthalm. Opt. 13, 8—14, 1925, Nr. 1.

**Edm. Hoppe.** C. F. Gauß und der euklidische Raum. *Naturwissensch.* **13**, 743—744, 1925, Nr. 35.

**R. Courant.** Felix Klein. *Naturwissensch.* **13**, 765—772, 1925, Nr. 37.

**Ernest Rutherford.** Moseley's Work on X-rays. *Nature* **116**, 316—317, 1925, Nr. 2913. **SCHEEL.**

**Erwin Madelung.** Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. 2. Aufl. Mit 20 Textfiguren. XIII und 283 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1925. (Samml.: Die Grundlagen der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen, herausgegeben von R. Courant, Band IV.) Über die erste Auflage vgl. diese Ber. **4**, 321, 1923. „Die vorliegende zweite Auflage unterscheidet sich von der ersten durch eine Reihe von kleinen Korrekturen teils sachlicher, teils stilistischer Art, sowie durch einige Zusätze. Solche Zusätze betreffen u. a.: die Verwendung einer Greenschen Funktion, Randwertaufgaben, Tensoranalysis, Theorie des Kreisels, allgemeine Relativitätstheorie und Quantentheorie. Der Charakter des Buches ist im übrigen unverändert geblieben. Auf einen von mathematischer Seite geäußerten Wunsch hin wurden einige Umstellungen in der Reihenfolge der Kapitel vorgenommen.“ — Inhalt: Algebra; Differential- und Integralrechnung; Reihen; Funktionen; Transformationen; Differentialgleichungen; lineare Integralgleichungen; Variationsrechnung; Wahrscheinlichkeitsrechnung; Vektoranalysis; Mechanik; Elektrizitätslehre; Relativitätstheorie; Thermodynamik; Quantentheorie; einige physikalische Anwendungen der Wahrscheinlichkeitsrechnung. **SCHEEL.**

**H. Glauert.** The Determination of the Best Linear Relationship connecting any Number of Variables. *Phil. Mag.* (6) **50**, 205—207, 1925, Nr. 295. Seien  $m$  Variable  $x, y \dots$  experimentell mit dem gleichen wahrscheinlichen Fehler  $\pm \varepsilon$  bestimmt, während die Werte der  $n$  Variablen  $u, v \dots$  genau bekannt seien. Die wahren Werte  $\xi, \eta \dots$  der ersten Variablen schar mögen der linearen Beziehung

$$\Sigma a \xi + \Sigma a u = 0$$

genügen. Die beste lineare Beziehung zwischen den Variablen ist dann diejenige, für die die Summe der Fehlerquadrate

$$S = \Sigma \frac{(\Sigma a x + \Sigma a u)^2}{\Sigma a^2}$$

ein Minimum wird. So erhalten wir die Gleichungen

$$\Sigma (\Sigma a x + \Sigma a u) (x \Sigma a^2 - a (\Sigma a x + \Sigma a u)) = 0,$$

$$\Sigma (\Sigma a x + \Sigma a u) u = 0;$$

mit

$$X = a [xx] + b [xy] + \dots + a [xu] + \dots$$

$$U = a [xu] + b [yu] + \dots + a [uu] + \dots$$

wird

$$S = \frac{\Sigma a X + \Sigma a U}{\Sigma a^2}$$

sowie

$$X - a S = 0, \quad U = 0,$$

und für  $S$  ergibt sich die Gleichung

$$\left| \begin{array}{ccccc} [xx] - S & [xy] \dots & [xu] \dots & & \\ [xy] & [yy] - S \dots & [yu] \dots & & \\ [xu] & [yu] \dots & [uu] \dots & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \end{array} \right| = 0,$$

deren kleinste positive Wurzel, in die obigen Gleichungen eingesetzt, die Koeffizienten der linearen Beziehung eindeutig zu bestimmen gestattet.

HARRY SCHMIDT.

**D. M. Wrinch and J. W. Nicholson.** Laplace's Equation and Surfaces of Revolution. Proc. Roy. Soc. London (A) **108**, 93—104, 1925, Nr. 745. Die bisher in Betracht gezogenen Lösungen der Laplaceschen Differentialgleichung in der Form

$$\frac{1}{\varrho} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \varrho \frac{\partial V}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \varrho \frac{\partial V}{\partial \eta} \right) + \varrho^{1/2} h^2 \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} = 0$$

zerfallen einerseits in „Produkt-Lösungen“ von der Form

$$V = f_1(\xi) f_2(\eta) f_3(\varphi), \dots \quad \text{(a)}$$

andererseits in „Quasi-Produkt-Lösungen“ von der Form

$$V = f_1(\xi) f_2(\eta) f_3(\varphi) \cdot F(\xi, \eta). \dots \quad \text{(b)}$$

Lösungen von der Form (a) sind nur dann möglich, wenn  $\varrho$  von der Form  $\varrho = \psi_1(\xi) \cdot \psi_2(\eta)$  mit  $\psi_1(\xi) = A e^{\xi} + B e^{-\xi}$ ,  $\psi_2(\eta) = C \cos \eta + D \sin \eta$  ist, was zu einer übersichtlichen Klassifikation der Produkt-Lösungen führt. Sodann wird der Nachweis geführt, daß jedes Problem von der Form (a) eine Lösung eines Problems von der Form (b) zu liefern vermag, was als ein analytisches Gegenstück des geometrischen Prozesses der Inversion aufzufassen ist.

HARRY SCHMIDT.

**John J. Manley.** A Defect in the Sprengel Pump. Proc. Phys. Soc. **34**, 86—91, 1922, Nr. 3.

SCHEEL.

**Herbert Wilde.** Zeiss-Passameter und -Passimeter. ZS. f. Feinmech. **33**, 202—205, 1925, Nr. 18. Die Arbeit enthält im wesentlichen Hinweise für die praktische Verwendung und die dabei auftretenden Vorteile der Paßmeter, deren Konstruktion aus früheren Veröffentlichungen bekannt ist.

BERNDT.

**M. Bartholdy.** Kruppsche Mikrotast-Reiterlehre für Außendurchmesser. ZS. f. Feinmech. **33**, 205—206, 1925, Nr. 18. Die Lehre besteht aus einem V-förmigen Reiter und einem Mikrotast, dessen Meßbolzenachse mit der Winkelhalbierenden des Reiters zusammenfällt. Der Winkel ist so gewählt, daß der Weg des Meßbolzens gleich der Durchmesseränderung ist. Im allgemeinen sind auf jeder Seite zwei Meßbacken vorgesehen, nur für besondere Fälle werden die Reiter mit nur einer Meßbacke ausgeführt; diese sind aus Nitrierstahl gefertigt. Ein Vorteil der Reiterlehren ist, daß sie auch an der Schleifbank benutzt werden können, ohne daß das Kühlwasser hinein-zutropfen vermag, da sie von oben auf den Prüfling aufgesetzt werden.

BERNDT.

**W. Hahnemann, H. Hecht und E. Wilckens.** Eine neue Materialprüfmaschine für Dauerbeanspruchungen. ZS. f. techn. Phys. **6**, 465—468, 1925, Nr. 9. Die Probe, welche abwechselnden Zug- und Druckbeanspruchungen in der Längsrichtung unterworfen werden soll, wird zwischen zwei Massen eingespannt, die mit Hilfe eines Wechselstrommagneten in Schwingungen versetzt werden; die Frequenz ist zu 500 Per./sec gewählt. Die Maschine ist so ausgeführt, daß ihre Eigenfrequenz mit der des Wechselstromes übereinstimmt. Sie besteht aus einer großen Masse  $m_1$  und einer etwa zehnmal kleineren Masse  $m_2$ , die durch ein als Elastizität wirkendes Rohr verbunden sind. Damit diese hauptsächlich die Eigenfrequenz bestimmt, muß die Elastizität des Probestabes um ein Mehrfaches größer als die des Rohres gewählt werden. Infolge ihrer wesentlich größeren Masse ist die Masse  $m_1$  praktisch zum Ruhpunkt geworden. Die Länge des Probestabes wird wesentlich kleiner als die des Rohres genommen, damit er ohne unzulässig hohe Beanspruchung des letzteren zum Bruch kommt. Praktisch werden an Stelle eines Rohres zwei konzentrische Rohre genommen, deren äußere Enden miteinander verbunden sind. Zwischen den Massen  $m_1$  und  $m_2$  befindet sich der Elektromagnet, während der Probestab zwischen  $m_2$  und einer dritten

sehr großen Masse,  $m_3$ , eingespannt wird. Dieser ist auf Rollen gelagert, so daß sich Wärmeausdehnungen der Probe ausgleichen können, ohne daß sie statischen Belastungen unterworfen wird. Um die bei der hohen Wechselzahl auftretenden Erwärmungen zu vermeiden, wird die Probe durch Öl gekühlt. Die Amplituden werden mittels Mikroskops oder durch eine elektrische Anzeigevorrichtung beobachtet. Versuche an gleichem Material gaben gute Übereinstimmung. Weitere Versuche an Proben, die im Materialprüfungsamt Dahlem einem langsamem Lastwechsel (ein Wechsel je Sekunde) unterworfen waren, ließen erkennen, daß Versuche bei raschem Lastwechsel Rückschlüsse auf die Ergebnisse bei langsamem zulassen. Bei fehlender Kühlung tritt von einer bestimmten Belastung an eine plötzliche starke Erwärmung, also große Verluste im Innern des Stabes, auf. Wahrscheinlich wird dabei die Proportionalitätsgrenze überschritten.

BERNDT.

## 2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

**E. A. Milne.** An Extension of the Theorem of the Virial. *Phil. Mag.* (6) **50**, 409—414, 1925, Nr. 296. Für Massenpunkte mit der Masse  $m$ , deren Geschwindigkeiten  $v$  sind, und die sich unter dem Einfluß einer Kraft mit den Komponenten  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  bewegen, gilt, wenn das System statistisch in einem stationären Zustand ist, das Clausiussche Virialtheorem  $\sum \frac{1}{2} m v^2 = -\frac{1}{2} \sum (Xx + Yy + Zz)$  ( $x, y, z$  sind die Koordinaten der Punkte). Es wird gezeigt, daß das Virialtheorem auch dann richtig ist, wenn Reibungskräfte, die proportional der Geschwindigkeit sind, außer den Kräften  $X, Y, Z$  wirken. Mit anderen Worten, Reibungskräfte, die der Geschwindigkeit proportional sind, treten in der Virialgleichung nicht explizit auf. Die Nützlichkeit des Theorems wird an vier Beispielen erläutert: 1. Erzwungene Schwingungen, 2. Bewegung eines Sternhaufens in einem zähen Medium, 3. Brownsche Bewegung, 4. Strahlungsdruck auf die Moleküle eines Gases, das sich in einem stationären Zustand befindet.

JUNG.

**Edward Kasner.** Relativity: Particles Starting with the Velocity of Light. *Nature* **108**, 434—435, 1921, Nr. 2718.

SCHEEL.

**A. Landé.** Lichtquanten und Kohärenz. *ZS. f. Phys.* **33**, 571—578, 1925, Nr. 8. Versucht man auf Grund der Lichtquantenhypothese eine statistische Begründung der Strahlungsformel ohne Zuhilfenahme des Energieaustausches mit Materie, so muß man, wie Bose zeigte, eine eigentümliche Abhängigkeit der Lichtquanten voneinander bei ihrer Verteilung über die Raumimpulszellen postulieren. Die vorliegende Abhandlung zeigt nun, daß die physikalisch undurchsichtige statistische Abhängigkeit entbehrt werden kann bzw. ihren Sinn enthält, wenn man sie durch folgende Annahme ersetzt: Die Lichtquanten sollen sich in unabhängiger Weise (wie ideale Gasmoleküle) auf die Phasenzellen verteilen, jedoch ist der Energieinhalt einer solchen Zelle (welche übrigens identisch mit einem Laueschen elementaren Strahlenbündel ist) nicht durch Addition der in ihr enthaltenen Einzelenergien  $\varepsilon = h\nu$  zu gewinnen, sondern durch Superposition, wobei jedem Lichtquant eine Phase und Polarisation zugeschrieben werden muß. Anders ausgedrückt: Bereits um das Strahlungsgesetz zu erklären, muß man den Lichtquanten Phase und Polarisation zuschreiben; die übliche Lichtquantentheorie verschleiert diese Forderung nur durch eine physikalisch unbefriedigende Statistik voneinander abhängiger Lichtquantenverteilung. — Mit Benutzung der Phasenzellen als elementaren Lichtquanten-

bündeleinheiten ergibt sich eine naturgemäße Ableitung des Gleichgewichts zwischen Strahlung und Materie als Vereinfachung von Einsteins bekannter Ableitung. — Die bereits für das Strahlungsgesetz notwendige Phaseneigenschaft der Lichtquanten gibt aber noch keine hinreichende Grundlage für die Erklärung der optischen Interferenzerscheinungen. Letztere bedürfen offenbar sehr viel speziellerer Annahmen, als die universelle Strahlungsformel sie nötig hat. — Die Einsteinsche Statistik der voneinander statistisch abhängigen Gasmoleküle läßt sich entsprechend auffassen als unabhängige Verteilung der Moleküle über die Zellen, dabei aber Superposition statt Addition der Energien der mit Phase begabten Moleküle innerhalb jedes elementaren Molekülstrahlbündels.

LANDÉ.

**Wilhelm Westphal.** Das Gleichgewicht zwischen Strahlung und Materie. ZS. f. Phys. **33**, 557—562, 1925, Nr. 7. Unter Zugrundelegung des statistischen Ansatzes von Bose und Einstein wird das Gleichgewicht zwischen Strahlung und Materie abgeleitet, unter der Annahme, daß es sich um Moleküle mit einer einzigen Eigenfrequenz handelt. Es ergibt sich das Plancksche Strahlungsgesetz und die Einsteinsche Beziehung für die quantenhafte Entartung idealer Gase. WESTPHAL.

**G. Breit.** Free electrons in black body radiation. Phys. Rev. (2) **23**, 772, 1924, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zu Paulis Arbeit betr. die Untersuchungen von Lorentz und Fokker über die Wirkung zwischen freien Elektronen und schwarzer Strahlung wird bemerkt, daß die beobachtbaren Effekte der Bewegungen der Elektronen mit der klassischen Elektrodynamik verträglich sind. W. GERLACH.

**G. Breit.** Polarization of resonance radiation and the quantum theory of dispersion. Phys. Rev. (2) **25**, 242, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1634.] JUNG.

**F. W. Bubb.** A quantum theory of the impulse radiation. Phys. Rev. (2) **25**, 243, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wahrscheinlich treibt ein Quantum das Photoelektron durch Stoß in Richtung der „elektrischen Feldstärke“ fort. Umgekehrt wird angenommen, daß eine ähnliche Wirkung senkrecht zur Emissionsrichtung des Quanta auf das Kathodenelektron während der Bildung des Quanta besteht. Dies verlangt, daß die unter dem Winkel  $\varphi$  mit dem Kathodenstrom emittierte Strahlungsfrequenz  $\nu_0$  den Wert  $\nu_0 = m \beta^2 c^2 \sin^2 \varphi / [2 h (1 - \beta^2)^{1/2} (1 - \beta \cos \varphi)]$  nicht überschreitet ( $\beta c$  ist die Geschwindigkeit des Kathodenelektrons). In Übereinstimmung mit der Beobachtung ist also die Strahlung nach vorn härter als die nach rückwärts. Nimmt man an, daß die „elektrische Feldstärke“ des Quanta durch den Impuls, der bei seiner Bildung wirkte, bestimmt ist, so stimmen die Polarisationsergebnisse mit denen der Wellentheorie und mit der Beobachtung überein. Es wird vorgeschlagen, das Quantum als Korpuskel anzusehen, das beim Fortschreiten eine seitlich-zyklische innere Bewegung erfährt. Neue experimentelle Beweise für die Richtigkeit dieses Bildes des „Vektorquanta“ werden diskutiert. JUNG.

**J. H. Van Vleck.** Virtual oscillators and scattering in the quantum theory. Phys. Rev. (2) **25**, 242—243, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nach den Maxwellischen Feldgleichungen ist mit Dispersion immer Streustrahlung verbunden. Daher müssen die „virtuellen Oszillatoren“, die von Bohr, Kramers und Slater eingeführt wurden, sowohl Energie zerstreuen als absorbieren. Nach Becker ist die Energie  $B_0 \hbar \nu$ , die durch Quantensprünge absorbiert wird, dem Überschuß der Absorption über die Streuung durch die virtuellen Oszillatoren gleich. Hiernach gibt

es zwei Arten der Streuung in der Quantentheorie: erstens eine quasiklassische Streuung durch virtuelle Oszillatoren und zweitens eine zerstreute Resonanzstrahlung, die dann emittiert wird, wenn die Elektronen in ihre ursprünglichen Bahnen zurückkehren.

JUNG.

**Richard Becker.** Über Absorption und Dispersion in Bohrs Quantentheorie. ZS. f. Phys. **27**, 173—188, 1924, Nr. 3. In engem Anschluß an die von Bohr, Kramers und Slater vorgeschlagene Fassung der Quantentheorie wird versucht, die Reaktion eines Quantenatoms auf eine auffallende Lichtwelle durch detaillierte Angabe der von ihm ausgehenden Kugelwelle zu beschreiben. In dieser Beschreibung unterscheidet sich die von einem Quantenoszillator (virtuellen Oszillator) ausgehende Kugelwelle nur durch je einen von 1 verschiedenen Faktor in der Amplitude und der Dämpfung von derjenigen Welle, die von einem klassischen Oszillator emittiert werden würde. Um diese Auffassung mit den Grundpostulaten der Bohr-Kramers-Slaterschen Theorie in Übereinstimmung zu bringen, ist es nötig, der endlichen Breite der Spektrallinien durch die Annahme entsprechend unscharfer Energieniveaus Rechnung zu tragen, und die bekannte Einsteinsche Gleichgewichtsbetrachtung auf derartige Niveaus zu übertragen. Das Ergebnis dieser Betrachtung ist ein eindeutiger Zusammenhang zwischen den beiden obengenannten Faktoren und der Verweilzeit des angeregten Quantenoszillators. Für den Grenzfall sehr breiter Linien erhält man auf diesem Wege genau die Ladenburg-Kramerssche Dispersionsformel, welche bisher nur aus dem Korrespondenzprinzip abgeleitet worden war.

R. BECKER.

**G. H. Dieke.** Intensities in Band Spectra. Nature **115**, 875, 1925, Nr. 2901. [S. 1632.]

KRATZER.

**R. H. Fowler.** Statistical Equilibrium with Special Reference to the Mechanism of Ionization by Electronic Impacts. Phil. Mag. (6) **47**, 257—277, 1924, Nr. 278, Februar. Bei einem Gas, welches durch Erwärmung auf eine hinreichend hohe Temperatur in den Zustand teilweiser Ionisierung gebracht ist, kann man verschiedene „Einheitsmechanismen (unit mechanism)“ unterscheiden, von denen jeder für sich allein bereits ausreichen muß, um den von der Statistik geforderten Ionisationsgrad herzustellen und aufrechtzuerhalten. Ein solcher Einheitsmechanismus besteht in der Abtrennung eines Photoelektrons durch Absorption von Strahlung zusammen mit dem umgekehrten Vorgang, nämlich der Bindung eines freien Elektrons durch ein Ion unter Emission der entsprechenden Strahlung. Ein anderer besteht in der Ionisierung durch den Stoß eines freien Elektrons in Verbindung mit Rekombination durch Dreierstoß. In vorliegender Arbeit wird nun die durch die Existenz des thermischen Gleichgewichts geforderte eindeutige Beziehung zwischen der Ausbeute beim Elektronenstoß einerseits und der Wahrscheinlichkeit einer strahlunglosen Rekombination andererseits abgeleitet. — Die Ausbeute beim Elektronenstoß kann man beschreiben durch Angabe des wirksamen Querschnitts für Ionisierung. Für diesen liefert die klassische Theorie nach J. J. Thomson und Bohr den Wert  $\frac{\pi \sigma e^4}{\varepsilon} \left( \frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon} \right)$ , wo bedeuten:  $\sigma$  Symmetrienzahl,  $e$  Elektronenladung,  $\varepsilon$  kinetische Energie des stoßenden Elektrons,  $\varepsilon_0$  Ionisierungsarbeit. Dieser Ausdruck, welcher mindestens in der Größenordnung durch die Erfahrung bestätigt ist, wird nun dazu benutzt, um mit Hilfe der neuen Beziehung einen Näherungswert für die Häufigkeit von wirksamen Dreierstößen abzuleiten. Der letzte Paragraph der Arbeit gibt noch eine zahlenmäßige Abschätzung über die relative Häufigkeit von Ioni-

sierungen durch Stoß und durch Strahlung unter verschiedenen für die Sternphysik wichtigen Bedingungen. So werden z. B. bei  $10000^0$  abs. und  $10^{-4}$  Atm. nur etwa 0,5 Proz. aller Ionisierungen durch Elektronenstoß bewirkt, während bei Steigerung des Druckes auf 1 bis 10 Atm. die einzelnen Ionisierungen 50- bis 500 mal häufiger durch Stoß erfolgen als durch Strahlung.

R. BECKER.

### 3. Mechanik.

**James Robertson.** On the Motion of a Particle projected from a point on the Earth's Surface, Variation in Gravity being taken into account. Phil. Mag. (6) 50, 180—187, 1925. Nr. 295. Verf. untersucht die Bewegung eines auf der Erdoberfläche fortgeschleuderten Massenpunktes, dessen Anfangsgeschwindigkeit nicht mehr als klein gegenüber derjenigen Geschwindigkeit anzusehen ist, die der Massenpunkt infolge eines Falles aus der Ruhelage im Unendlichen in die Anfangslage erreichen würde, so daß also wegen der Größe der Wurfhöhe die Variabilität der Schwere Berücksichtigung finden muß. Die Bahnkurve ist eine Ellipse, unterscheidet sich aber bei relativ kleinen Anfangsgeschwindigkeiten nur wenig von einer Parabel, in die sie streng nur bei konstanter Schwere übergehen würde. Als Wurfhöhe ergibt sich:

$$H' = \frac{v^2 \sin^2 \theta}{2g} \left\{ 1 + \frac{v^2}{2ga} (1 + \cos^2 \theta) + \frac{v^4}{4g^2 a^2} (1 + \cos^2 \theta + 2 \cos^4 \theta) + \dots \right\},$$

falls  $v$  die Anfangsgeschwindigkeit,  $\theta$  den Elevationswinkel und  $a$  den Erdradius bedeuten; desgleichen als Wurfdauer

$$T = \frac{v \sin \theta}{g} \left\{ 2 + \frac{v^2}{2ga} \left( \frac{5}{2} - \frac{4}{3} \sin^3 \theta \right) + \frac{v^4}{4g^2 a^2} \left( \frac{49}{8} - 8 \sin^3 \theta \right) + \dots \right\}$$

und als Wurfweite, gemessen auf der im Ausgangspunkt an die Erde gelegten Tangentialebene,

$$L = \frac{v^2 \sin(2\theta)}{g} \left\{ 1 - \frac{v^2}{ga} \cos^2 \theta + \frac{v^4}{4g^2 a^2} \sin^2(2\theta) + \dots \right\},$$

während sich der auf der Erdoberfläche zwischen Ausgangs- und Endlage gezogene Bogen zu

$$arc = \frac{v^2 \sin(2\theta)}{g} \left\{ 1 + \frac{v^2}{ga} \cos^2 \theta + \frac{v^4}{24g^2 a^2} \sin^2(2\theta) + \dots \right\}$$

HARRY SCHMIDT.

**W. Hahnemann, H. Hecht und E. Wilckens.** Eine neue Materialprüfmaschine für Dauerbeanspruchungen. ZS. f. techn. Phys. 6, 465—468, 1925, Nr. 9. [S. 1555.] BERNDT.

**M. Polanyi und G. Sachs.** Über elastische Hysteresis und innere Spannungen in gebogenen Steinsalzkristallen. ZS. f. Phys. 33, 692—705, 1925, Nr. 9. Es wird ausgeführt, daß elastische Nachwirkung, elastische Hysteresis und innere Spannungen gemeinsame Folgen eines inhomogenen Beanspruchungszustandes sind, sei es infolge einer als inhomogen gedachten Beanspruchung (z. B. Biegung, Torsion), sei es infolge Inhomogenität des Stoffes (homogen sind nur ideale Kristalle). Bei Biegeversuchen an Steinsalz lassen sich in der Tat elastische Hysteresis und innere Spannungen nachweisen. Elastische Nachwirkung ist schon von W. Voigt 1874 beobachtet worden. Steinsalz bricht beim Biegeversuch stets erst nach vorangegangenen

bleibenden Durchbiegungen. Bei Stäbchen, die auf dem gewöhnlichen Wege durch Schleifen und Polieren hergestellt sind, liegt die Elastizitätsgrenze unter 500 g/mm<sup>2</sup> bei Stäbchen, die bei 600 g/mm<sup>2</sup> 1/2 Stunde gegläut sind, unter 200° C. Bei den gegläuteten Stäbchen ist auch die Festigkeit wesentlich geringer als bei den nicht gegläuteten. Das Hookesche Gesetz gilt mit hoher Genauigkeit für Belastung; hingegen ist die Entlastungskurve stets gekrümmmt.

G. SACHS.

**Ernst Mayer.** Über Dauerversuche und Abnutzungsverfahren an einsatzgehärtetem Werkstoff. Diss.-Auszug Darmstadt 1924. 26 S. Bei Dauerprüfungen erwiesen sich die folgenden Härtungsverfahren an einem C-Stahl (a) mit 0,12 Proz. C, 0,14 Proz. Si, 0,35 Proz. Mn und an einem Cr-Ni-Stahl (b) mit 0,13 Proz. C, 0,21 Proz. Si, 0,39 Proz. Mn, 1,02 Proz. Cr, 3,44 Proz. Ni als die günstigsten: 1 1/4 Stunden langes Aufkohlen (das eine 0,75 mm dicke gekohlte Schicht gab); dann für Stahl a Regenerieren bei 850° mit folgendem Abschrecken in Öl und Härteten bei 740 bis 770° in Wasser, während für Stahl b Härteten bei 850° in Öl genügte. Die Dauerprüfungen erfolgten auf dem Kruppschen Dauerschlagwerk an Proben mit Scharfkerb, wobei die Beschaffenheit der Randschicht überwiegt, und durch Dauerbiegeprüfung an einseitig eingespannten, am freien Ende belasteten Stäben (wozu die Hälften der Kerbschlagstäbe dienten), wobei Kern und Oberfläche zusammen ihren Einfluß ausüben. In beiden Versuchsreihen erwies sich der legierte Stahl b als überlegen. Durch Anlassen (bis 400°) wird die Dauerfestigkeit schon von 100° ab linear erniedrigt, und zwar bei den Schlagversuchen in stärkerem Maße, was sowohl durch die Stribecksche Theorie (Abhängigkeit der Dauerfestigkeit von Streck- und Bruchgrenze) wie auch aus der Maurerschen Härtungstheorie zu erklären ist. Die Abnutzung wurde bei gleitender Reibung ohne Schmiermittel zwischen gleichen Werkstoffen durch Gewichtsabnahme bestimmt. Im allgemeinen wächst die Dauerschlagzahl und nimmt die Abnutzung ab mit steigender Ritzhärte nach Martens. Bei guter Härtung ist die Abnutzung des Stahles a noch etwas geringer als die des legierten Stahles b, so daß jener des billigeren Preises wegen für diesen Fall vorzuziehen ist.

BERNDT.

**C. Biéler-Butticaz.** Etude du frottement intérieur de minces fils d'invar aux hautes températures. Verh. Schweiz. Naturf. Ges. Luzern 1924 [2], S. 108. Bereits berichtet nach der ausführlicheren Veröffentlichung in Arch. sc. phys. et nat. (5) 7, 19, 1925 (vgl. diese Ber. S. 1077).

BERNDT.

**C. Witoszinsky.** Modification du principe de circulation. Proc. Intern. Congr. Applied Mech. Delft 1924, S. 418—426. Eine Änderung des Zirkulationsprinzips ist nach Ansicht des Verf. deshalb nötig, weil es zu dem Fehler führe, daß die Wucht einer Flüssigkeitsschicht endlicher Dicke, aber unendlicher Ausdehnung quer zu einem langen Tragflügel unendlich groß wird. Er behandelt daher einen unendlichen breiten Tragflügel mit Joukowsky-Profil auf Grund eines algebraischen (Wurzel-) Ansatzes statt des bekannten Exponentialansatzes für das komplexe Geschwindigkeitspotential. — Für einen Tragflügel endlicher Länge wird die Unstetigkeitsfläche durch einen Wirbel ersetzt. — In einem Zusatz weisen die Herausgeber darauf hin, daß das Unendlichwerden der Energie bis zum völligen Wegschwimmen des Anfahrwirbels sowohl für den unendlich breiten wie für den endlichen Tragflügel nicht widersinnig ist.

EVERLING.

**W. N. Bond.** Viscosity Determination by Means of Orifices and Short Tubes. Proc. Phys. Soc. London 34, 139—144, 1922, Nr. 4.

SCHEEL.

**Joseph Hebeisen.** Über die Kompressibilität einiger organischer Flüssigkeiten. Ann. d. Phys. (4) **77**, 216—224, 1925, Nr. 10. Die Messungen wurden mit einer Apparatur, die von K. Schmidt (Ann. d. Phys. (4) **76**, 571, 1925) beschrieben ist, nach der Methode von Röntgen und Schneider (Wied. Ann. **33**, 644, 1888) ausgeführt, d. h. es wurden gleichzeitig in einem Kompressionszylinder ein mit Wasser und ein mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gefülltes Piezometer beobachtet. Dies ergibt das Verhältnis  $\frac{\kappa_2 - \kappa_0}{\kappa_1 - \kappa_0}$  ( $\kappa_2$  wahre Kompressibilität der Flüssigkeit,  $\kappa_1$  des Wassers,  $\kappa_0$  des Glases). Für  $\kappa_1$  und  $\kappa_0$  sind die von Röntgen gefundenen Werte eingesetzt:

$$\kappa_1 \cdot 10^6 = 51,2 - 4,1126 t + 0,07424 t^2,$$

$$\kappa_0 \cdot 10^6 = 2,10.$$

Die Kompression erfolgte zwischen 0 und 8 Atm. — Die wesentlichen Fehlerquellen, Ungleichheit der Kapillaren, Erwärmung durch die Kompression, Hängenbleiben einer Flüssigkeitsschicht an der Wand der Kapillaren, wurden nach Möglichkeit beseitigt und ihr schließlicher Einfluß auf das Resultat berechnet. Es wurden Flüssigkeiten ausgewählt, für welche die Abhängigkeit des Brechungsexponenten und der Dielektrizitätskonstante von Druck und Temperatur, ferner die Kerrkonstante der elektrischen Doppelbrechung und die adiabatische Kompressibilität bestimmt war. Die Resultate sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Flüssigkeiten	Temperatur	$\kappa_2 \cdot 10^6$	Mittlerer Fehler in Proz.	$\frac{d \kappa_2}{d t} \cdot 10^6$
Paraldehyd	12,13	82,144	2,30	+ 1,051
	17,91	88,222	2,12	
Anisol	11,87	60,416	1,01	+ 0,365
	17,95	62,636	1,89	
Benzylalkohol	17,85	46,429	1,38	+ 0,130
	25,02	47,359	1,83	
Äthylbenzol	17,89	82,364	0,99	+ 0,443
	25,28	85,634	2,59	
m-Kresol	17,78	49,914	0,079	+ 0,154
	25,29	51,068	2,06	
Anilin	17,95	44,714	2,23	+ 0,104
	24,74	45,419	2,57	
Aceton	18,32	121,182	1,05	+ 0,540
	25,37	125,003	1,03	
Nitromethan	18,36	69,440	1,90	+ 0,327
	24,85	71,564	2,38	

SEITZ.

**Vaughan H. Stott, Edith Irvine and D. Turner.** Viscosity Measurements with Glass. Proc. Roy. Soc. London (A) **108**, 154—171, 1925, Nr. 745. Es werden zwei Arten von Viskositätsmessungen an Glas beschrieben: Für hohe Viskositäten ( $10^{16,6}$  bis  $10^6$  CGS-Einheiten) wird die Vordrehung eines Glasstabes gemessen. Für Viskositäten zwischen  $10^4$  und  $10^2$  Einheiten (poises) wird die Fallgeschwindigkeit einer Platin-Iridiumkugel im Glasfluß benutzt. Zwischen  $10^6$  und  $10^4$  Einheiten der Viskosität wurden keine Messungen gemacht, da bei den zugehörigen Temperaturen viele Gläser zur Entglasung neigen. Die Versuchsapparate werden an Hand von Zeichnungen erläutert. Von den untersuchten Gläsern ist die chemische Zusammensetzung angegeben. Die Versuchsergebnisse sind auch graphisch dargestellt. TEPOHL.

**G. S. Fulcher.** Information regarding equilibrium in soda-lime and other glasses, obtained from viscosity measurements. Phys. Rev. (2) **25**, 899—900, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) S. English veröffentlichte die Ergebnisse ausgedehnter Untersuchungen, die sich auf die Veränderung der Viskosität-Temperaturkurve durch molekularen Ersatz der Soda in Soda-Trisilikat-Glas durch CaO, MgO und Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> erstreckten. Wenn die Änderung der Viskosität logarithmisch als Funktion der Temperatur aufgetragen wird, erhält man für jedes Oxyd Kurven, die einen scharfen Knick aufwärts zeigen, sobald die Temperatur unter eine gewisse Temperatur  $T_A$  sinkt, die um so höher ist, je größer die ersetzte Menge. Für jedes Oxyd sind die Kurven unter  $T_A$  parallel, woraus sich ergibt, daß die Zunahme der Zähigkeit des Glases entsprechend der Substitution (von Soda) proportional der ersetzenen Menge ist. Die Temperatur  $T_A$  fand man in der Höhe, bei der die Entglasung entsprechend dem Gleichgewichtsdreieck für Na<sub>2</sub>O—CaO—SiO<sub>2</sub> (veröffentlicht von Morey und Bowen) zu erwarten steht; jedoch wurde Entglasung nicht beobachtet. Werte für  $T_A$  bei anderen Soda-Kalk-Gläsern wurden auch erhalten aus den Ergebnissen, die Washburn, Shelton und Libman veröffentlichten. Viskositätsmessungen können somit Aufklärung geben über die molekulare Beschaffenheit (molecular aggregation) in Glas, die sonst nicht beobachtet werden konnte. TEPOHL.

**George S. Parks and Kenneth K. Kelley.** Some physical-chemical properties of mixtures of ethyl and iso-propyl alcohols. Journ. phys. chem. **29**, 727—732, 1925, Nr. 6. Parks und Schwenck hatten an reinem Äthyl- und n-Propylalkohol und ihren Mischungen eine Reihe von Eigenschaften untersucht (diese Ber. S. 310). Die vorliegende Arbeit bringt im Anschluß daran eine Untersuchung des Systems Äthylalkohol—Isopropylalkohol. Die Ergebnisse der Messungen weichen nur wenig von den für ideale Mischungen berechneten Werten ab. So beträgt die Volumenkontraktion bei der Mischung im Durchschnitt nur 0,01 Proz., der Dampfdruck stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem nach dem Raoult'schen Gesetz berechneten überein, der Brechungsindex ist linear abhängig von der Zusammensetzung in Gewichtsprozenten. Die Zähigkeit dagegen ist durchschnittlich um 0,4 Proz. kleiner, als sich nach der Formel von Kendall berechnet. Die Mischungswärme des Systems ist positiv und beträgt im Höchstfall 13,7 Kalorien für ein Mol. JENGE.

**William D. Harkins and E. H. Grafton.** Monomolecular films on water: The oriented adsorption of derivatives of benzene. Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 1329—1335, 1925, Nr. 5. Die Oberflächenspannung-Konzentrationskurven sind mittels der Tropfengewichtsmethode an Lösungen der mehrwertigen aromatischen Alkohole in Wasser bestimmt worden. Aus der Gibbsschen Gleichung wird dann die jeweils adsorbierte Menge errechnet und daraus wieder die pro adsorbierte Molekel eingenommene Oberfläche. Bei den höheren Konzentrationen, wo  $\frac{d\gamma}{d \ln c}$  und damit die adsorbierte Menge konstant wird, hat man es mit der monomolekularen festen Schicht zu tun. Die pro Molekel eingenommene Fläche steigt in der Reihenfolge: Phenol, Pyrocatechin, Resorcin, Hydrochinon. Dies spricht dafür, daß die Hydroxylgruppen dem Wasser zugekehrt sind und die Kohlenstoffringe sich außen befinden, entgegen der Annahme von Langmuir, wonach die Ringe stets flach auf dem Wasser liegen. Ragen sie nach Ansicht der Verff. nach außen, dann ist wohl die kompakte Schicht nicht ausschließlich aus den organischen Molekülen aufgebaut, sondern auch aus Wasser- molekülen. GYEMANT.

**William D. Harkins and H. M. McLaughlin.** Monomolecular films between liquids: butyric acid between water and hexane, and acetic acid between

water and benzene. Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 1610—1613, 1925, Nr. 6. Aus der Messung der Grenzflächenspannung ist die pro Moleköl eingenommene Grenzfläche für adsorbierte Stoffe bestimmt worden (s. voriges Referat). Gewählt wurde Butter-säure zwischen Wasser und Hexan, Essigsäure zwischen Wasser und Benzol. Wie die adsorbierten Moleküle liegen, ist aus diesen Messungen nicht ersichtlich. Ander-weitige Befunde sprechen dafür, daß die Carboxylgruppe in die Wasserphase, die Kohlenwasserstoffgruppe in die organische Phase ragt. GYEMANT.

**Leon Brillouin.** Les tensions superficielles; interprétation de la relation d'Eötvös. C. R. **180**, 1248—1251, 1925, Nr. 17. Die thermische Energie der Ober-flächeneinheit sei  $\epsilon = \frac{3RT}{S_m}$ , wo  $S_m$  die von einem Mol besetzte Oberfläche ist. Der Druck längs der Begrenzungslinie beträgt pro Längeneinheit  $\frac{3}{4}\epsilon$ . Infolgedessen ist die Oberflächenspannung bei  $T$  Grad:  $A_T = A_0 - \frac{9RT}{4S_m}$ , wo  $A_0$  eine Konstante.

Daraus:  $-\frac{\partial A}{\partial T} S_m = \frac{9R}{4}$ . Führt man mittels der Beziehung:  $S_m = N^{1/3} V_m^{2/3}$  das Mol-volumen  $V_m$  ein, so hat man:  $-\frac{\partial A}{\partial T} V_m^{2/3} = \frac{9}{4} R N^{-1/3} = 2,2$ . Dies ist aber die Eötvössche Regel. GYEMANT.

**E. K. Carver and Frank Hovorka.** The capillary rise of water in tubes of various metals. Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 1325—1328, 1925, Nr. 5. Es wird gezeigt, daß Wasser und Benzol in Kapillaren von Glas, Zink, Kupfer und Silber auf gleiche Höhe steigen. Die hier gebrauchte Steighöhenmethode erwies sich als sehr schnell und doch genau durchführbar, so daß sie sich für Meßzwecke eignet. GYEMANT.

**A. Bontaric et G. Perrau.** Étude quantitative de la protection réalisée dans une solution colloïdale par l'introduction d'un électrolyte en quantité trop faible pour entraîner la floculation. C. R. **180**, 1337—1340, 1925, Nr. 18. Der eben flockende Grenzwert eines Elektrolyten wird durch kleine Mengen desselben Elektrolyten, welche vor der Flockung der kolloiden Lösung zugefügt werden, erhöht. Diese schützende Wirkung von LiCl auf ein Arsentrifulfidsol nimmt mit steigender Konzentration des LiCl zunächst zu, dann wieder ab. Auch die Abhängigkeitskurve der schützenden Wirkung — gemessen an der Differenz der Grenzwerte ohne und mit Zusatz des Schutzelektrolyten — von der Zeit, welche zwischen Zufügen des letzteren und dem Flockungsversuch verstreicht, geht durch ein Maximum; letzteres liegt bei etwa 20 Tagen. GYEMANT.

**E. Moles und R. Miravalles.** Die Adsorption des Jodwasserstoffgases durch die Glaswände. Anales soc. española Fis. Quim. **23**, 223—230, 1925. Durch ver-schiedene Versuche wird die Dicke der von den Glaswänden adsorbierten HJ-Gas-schicht ermittelt. Die eine Methode besteht darin, daß durch einen mit HJ gefüllten Glasballon ein trockener Luftstrom geleitet wird, bis kein HJ mehr in der Luft nachweisbar ist. Dann wird mit Leitfähigkeitswasser der adsorbierte HJ gelöst und mit  $\text{AgNO}_3$  gefällt. Nach einer anderen Methode wird direkt der evakuierte Kolben vor und nach der Behandlung mit HJ gewogen. Dabei tritt infolge einer an den Wänden haftenden Wasserhaut eine Komplikation ein, die durch gewisse Maßnahmen umgangen wird. Die Übereinstimmung zwischen den beiden Methoden ist gut. Es wird die Dicke der HJ-Gasschicht berechnet unter der Voraussetzung, daß der Durchmesser der HJ-Moleküle  $4 \cdot 10^{-8}$  ist. Das Resultat ergibt eine 30- bis 35 molekulare Schicht. Das Ergebnis wird mit den Befunden anderer Autoren verglichen. \*HANTKE.

**J. B. Seth.** A Method of Determining the Frequency of a Tuning Fork Nature **115**, 641, 1925, Nr. 2896. Verf. photographiert die Schwingungen einer Stimmgabel zusammen mit den Schwingungen eines Pendels bekannter Periodenzahl und bestimmt durch Auszählen die Frequenz.

E. MEYER.

**W. Hort.** Berechnung der Eigentöne nicht gleichförmiger, insbesondere verjüngter Stäbe. ZS. f. techn. Phys. **6**, 181—185, 1925, Nr. 5.

**W. Hort.** Analytische Ermittlung der Eigentöne verjüngter Stäbe. Proc. Intern. Congr. Applied Mech. Delft 1924, S. 282—287. Die Berechnungsmethode beruht darauf, daß für die Schwingungsgestalt der verjüngten Stäbe näherungsweise dieselben Normalfunktionen  $u(x)$  angenommen werden wie für die nicht verjüngten Stäbe gleicher Länge und gleichen Einspannungsquerschnitts  $q_0$  bzw. Trägheitsmoments  $J_0$ . Sind nun für die verjüngten Stäbe Querschnitt  $q(x)$  und Trägheitsmoment  $J(x)$  längs der Staberstreckung  $x$  gegeben gemäß

$$q(x) = q_0 - \Delta q(x), \quad J(x) = J_0 - \Delta J(x) \dots \dots \dots \quad (1)$$

wo die  $\Delta$  die Abweichungen der Funktionen  $q(x)$  und  $J(x)$  von  $q_0$  bzw.  $J_0$  bedeuten, so berechnen sich die Töne  $n$  der verjüngten Stäbe aus den Tönen  $n_0$  (gleicher Ordnung) der nicht verjüngten Stäbe gemäß:

$$n = n_0 \sqrt{\frac{1 - \int_0^l n^4(x)^2 \Delta J(x) dx : J_0 \int_0^l n^4(x)^2 dx}{1 - \int_0^l n^2(x) \Delta q(x) dx : q_0 \int_0^l n^2(x) dx}} \dots \dots \quad (2)$$

Die unter dem Wurzelzeichen stehenden mit den  $\Delta$  behafteten Integrale werden für den Fall linearer Verjüngung

$$q = q_0(1 - \xi x), \quad J = J_0(1 - \eta x) \dots \dots \dots \quad (3)$$

sowie einer schwachen Abweichung von der linearen Verjüngung gemäß

$$q = q_0 \left(1 - \xi x \pm \xi' \sin \pi \frac{x}{l}\right), \quad J = J_0 \left(1 - \eta x \pm \eta' \sin \pi \frac{x}{l}\right) \dots \dots \quad (4)$$

berechnet. — Die zahlenmäßige Auswertung der Eigentöne nach diesem Verfahren stimmt mit der graphischen Berechnung und mit Versuchen bis auf  $\pm 1$  bzw.  $\pm 2$  Proz. Abweichung überein, wenn  $q$  und  $J$  längs  $x$  sich nicht mehr als 50 Proz. ändern und schroffe Änderungen nicht vorkommen. Die Ergebnisse werden durch näherungsweise Lösung der Periodengleichung des verjüngten Stabes bestätigt.

W. HORT.

**Ferdinand Trendelenburg.** Objektive Klangaufzeichnung. Elektrot. ZS. **46**, 915—918, 1925, Nr. 25. Der vorliegende Artikel, der Abdruck eines im Berliner Elektrotechnischen Verein gehaltenen Vortrages, ist eine kurze Zusammenstellung der Untersuchungen des Verf. über objektive Klangaufzeichnung und über die Zusammensetzung der Vokale und der Konsonanten. Als Schallaufnahmegerät wird das Rieggersche Kondensatormikrophon (Eigenperiode 6000 Hertz) in einer Hochfrequenzanordnung verwendet; die Aufzeichnung geschieht mit Hilfe einer hochabgestimmten Oszillographenschleife. Als Ergebnisse sind zu nennen: 1. Die Klangbilder der Vokale sind streng periodisch und bestätigen die Helmholtzsche Vokaltheorie. 2. Die Vokale besitzen auch in der Gegend von 3000 Hertz Formantgebiete, welche für die persönliche Klangfarbe von Wichtigkeit sind. 3. Die Konsonanten L, M, N und R sind

nicht streng periodisch, ihre Klangbilder lassen sich durch eine Summe von Fourierreihen mit verschiedenen Grundperioden darstellen. Physikalisch bedeutet dies, daß bei der Entstehung der Konsonanten sowohl Mund- wie Nasenhöhle mitwirken und durch ihre Eigenfrequenzen die Klanggemische erzeugen.

E. MEYER.

**M. Mallet.** La résonance des membranes des récepteurs téléphoniques. La Revue des Téléphones et Télégraphes 1924, S. 597—601, 665—669, Nr. 13 und 14. Um die Eigenschwingungen einer Telephonmembran zu ermitteln, wurde die Membran mit Silberstaub bedeckt und dann mittels eines Röhrensummers eine bestimmte Frequenz dem Hörer, in dem die Membran sich befand, aufgedrückt. Bei ganz bestimmten Frequenzen, nämlich den Eigenschwingungen, ordnete sich der Silberstaub zu regelmäßigen Figuren, deren Photographien in der Arbeit gezeigt werden. Diese Figuren sind die Knotenlinien, die meist aus einem oder mehreren Durchmessern sowie konzentrischen Kreisen bestehen. Es zeigt sich, daß die Eigenfrequenzen allein durch die Art der Einspannung bedingt werden, und der Magnet keinen Einfluß hierauf hat. Nach Untersuchungen von Miller sind die häufigsten beim Sprechen auftretenden Schwingungen bei einer Frequenz von  $1050, 1953, 2461, 3100 \text{ sec}^{-1}$ . Es wird die Forderung erhoben, die Hörer so zu bauen, daß ihre Haupteigenschwingungszahlen bei diesen Frequenzen liegen. An einem untersuchten Modell war diese Forderung nahezu erreicht. Die Eigenfrequenzen lagen bei  $1050, 2250$  und  $3000 \text{ sec}^{-1}$ . Für Musikübertragung sind diese Resonanzstellen nicht nur überflüssig, sondern unter Umständen sogar schädlich, weil die im Hörer miterzeugten Summen- und Differenztöne, die im allgemeinen fast unhörbar klein bleiben, beim Zusammenfallen mit diesen Resonanzstellen hörbar werden. (Aus Zeitschriftenschau des T. R. A., Referent: Feige.)

SCHEEL.

**Arthur v. Hippel.** Experimentelle Untersuchung des Thermomikrophons. Ann. d. Phys. (4) **76**, 590—618, 1925, Nr. 6. Nach einer früheren theoretischen Arbeit des Verf. (vgl. diese Ber. S. 898) kann die Wirkungsweise des Thermomikrophons auf einem Knoten-, Schwingungs- oder Konvektionsstromeffekte beruhen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich nur mit der experimentellen Untersuchung der letztgenannten Erscheinung. Als Schallquelle dienen Röhrensummer und Telephon; das Termophon, dessen Drähte über einen Hartgummiring von  $1,5, 2,2 \text{ cm}$  lichter Weite und  $1 \text{ cm}$  Höhe gespannt werden und verschiedene Dicke besitzen, liegt zur Kontrolle des Gleichstromwiderstandes in dem einen Zweige einer Wheatstoneschen Brücke. An das Termophon selbst wird über einen Eingangsübertrager ein Zwei- bzw. Vierröhrenverstärker angeschlossen; die Messung der verstärkten Wechselspannung erfolgt mit einem Duddelschen Thermogalvanometer. Um eine Analyse des entstehenden Wechselstromes durchzuführen, können Siebketten eingeschaltet werden. Zur Prüfung der Theorie wird die Abhängigkeit der akustisch erregten Wechselstromamplitude von der Größe des Ruhestromes, von der Drahtdicke, von der Schallfrequenz, von der Schallamplitude, von der Richtung und von der Größe des Konvektionstromes gemessen. Die hierbei erhaltenen Resultate, ebenso wie eine subjektive akustische Prüfung, bestätigen qualitativ die Theorie. Der zweite Teil der Arbeit befaßt sich mit dem elektrolytischen Leiter als Thermomikrophon, der keine besonderen Vorteile gewährt. Eine dem Kathodophon nachgebildete Anordnung zeigt, daß keine Ionendruckwirkung, sondern der Konvektionstromeffekt vorliegt; allerdings ist hierbei die Kathode, ein Nernststift, zur Verminderung der Wärmekapazität hohlgebohrt. Welche Verhältnisse bei dem in der Rundfunktechnik üblichen Kathodophon vorliegen, ist nicht geklärt. Zum Schluß beschreibt der Verf. eine technisch brauchbare Anordnung seines Thermomikrophons.

E. MEYER.

**W. Schottky.** Elementare Theorie des Bandlautsprechers. Elektr. Nachr. Techn. **2**, 157—175, 1925. Nr. 6. [S. 1605.]

**Julius Weinberger.** Die Rundfunksender der Radio Corporation of America. Elektr. Nachr. Techn. **2**, 145—153, 1925, Nr. 5. [S. 1603.] **E. MEYER.**

**Mariano Pierucci.** Sulle distanze dei pianeti dal sole. Cim. (6) **23**, 227—231, 1922, Nr. 2/4.

**J. Bojko.** Neues Verfahren zum angenäherten statischen Ausbalancieren von rotierenden Körpern. Elektrot. ZS. **45**, 1436—1439, 1924, Nr. 52.

**E. Höhn.** Der Spannungszustand gewölbter Böden. ZS. d. Ver. d. Ing. **69**, 155—158, 1925, Nr. 6. **SCHEEL.**

**H. Hencky.** Zur Theorie plastischer Deformationen und der hierdurch im Material hervorgerufenen Nebenspannungen. Proc. Intern. Congr. Applied Mech. Delft 1924, S. 312—317. Bereits referiert nach der ausführlicheren Arbeit in der ZS. f. angew. Math. u. Mech. **4**, 323—334, 1924, Nr. 4 (vgl. diese Ber. S. 185).

**H. HENCKY.**

**F. J. Schlink.** Rheostatic method for registering or magnifying Displacements at a distance. Journ. Opt. Soc. Amer. **10**, 661—667, 1925, Nr. 6. Auf ein Messingrohr (12 mm Durchmesser) ist dünner emaillierter Widerstandsdräht aufgewickelt, an einer Seite die Isolation abgekratzt, wo eine Bürste schleift; also ein gewöhnlicher Schiebewiderstand. Er wird an Maschinen- usw. Teilen, deren Vibrattonen usw. gemessen werden sollen, befestigt und dient als Geber in einem Stromkreis, der als Empfänger einen Duddelschen Oszillographen enthält. **KNIPPING.**

**John E. Smith.** Spark Photography as a Means of Measuring Rate of Explosion. Phys. Rev. (2) **25**, 870—876, 1925, Nr. 6. Der Sprengstoff ist in einer schmiedeeisernen Röhre geschichtet, die mit mehreren kleinen Seitenöffnungen in gleichen Abständen versehen ist. Für Schwarzpulver wurde ein mit zylindrischer Bohrung versehenes 12 cm langes Stück Stabeisen von quadratischem Querschnitt benutzt. Für Knallquecksilber war das Rohr durch das Zusammenschrauben von zwei Eisenstäben gebildet, deren oberer mit einer rechteckigen Rinne versehen war, von der senkrecht zur Achse verlaufende Bohrungen für kleine Zusatzladungen ausgingen, während der Rinne gegenüber die in gleichen, für Knallquecksilber besonders nahen Abständen gebohrten Auspufföffnungen lagen. Für den dritten vom Verf. untersuchten Sprengstoff, Bleistyphnat, waren die Abstände größer. — Wenn die Explosion das Rohr durchschlägt, gehen von den Seitenöffnungen Knallwellen aus. Durch Ausmessung der funkenphotographischen Aufnahme dieser Knallwellen mittels eines durch den Explosionsstoß aus einer dieser Öffnungen ausgelösten Flaschenfunkens kann die Zeit berechnet werden, die die Explosion zur Zurücklegung der zwischen zwei Öffnungen liegenden Sprengstoffstrecke braucht, wenn die vermessenen Krümmungsradien der den verschiedenen Öffnungen entsprechenden Knallwellen hinreichend groß sind, um als Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen die Schallgeschwindigkeit annehmen zu können. — Für Knallquecksilber in einer 14 cm langen Rinne von 0,15 . 0,25 cm Querschnitt lose geschichtet fand Verf. 1205 m/sec, für Schwarzpulver in einer Röhre von 0,45 cm Durchmesser und 12 cm Länge 261 m/sec, für Bleistyphnat in einer Rinne von 0,11 . 0,15 . 10 cm 369 m/sec.

**BOLLE.**

**P. P. Quayle.** Single Spark Photography and its Application to some Problems in Ballistics. *Nature* **115**, 765—770, 1925, Nr. 2898. Nach einer kurzen Besprechung der für Geschoßphotographien mittels Momentfunkens nötigen Anforderungen beschreibt Verf. die von ihm benutzte Anordnung, die sich von bekannten dadurch unterscheidet, daß die Stirnwelle einen Stromkreis unterbricht und hierdurch mit Hilfe eines elektromagnetisch betätigten Schalters die Entladungsbahn für den Belichtungsfunkens im geeigneten Moment geschlossen wird. Außerdem wird mittels eines automatischen Potentialregulators ein elektromagnetischer Schalter ausgelöst, der die Influenzmaschine bei geeigneter Spannung von der Flasche ab- und kurzschaltet. — Nach einer historischen Übersicht der anderen funkenphotographischen Methoden für Geschoßaufnahmen bringt der Verf. die Besprechung von sieben in guter Reproduktion wiedergegebenen Aufnahmen, aus denen unter anderem hervorgeht, daß die Beschleunigung des Geschosses durch die Pulvergase je nach der Waffe schon in kleinen Entfernung von der Mündung aufhört, daß sich an der Spitze eines feststehenden Geschosses, die über die Grenzwelle in das Gebiet des Gasströmung hineinragt, keine Stirnwelle bildet, daß also die Strömungsgeschwindigkeit der Gase kleiner ist als die Schallgeschwindigkeit in ihnen. Ferner hat Verf. auch gute Aufnahmen von Leuchtpurgeschossen, trotz des von ihnen ausgehenden Lichtes, ohne wesentlich störenden Schleier erhalten.

BOLLÉ.

**Max M. Munk.** The Simplifying Assumptions, reducing the Strict Application of Classical Hydrodynamics to Practical Aeronautical Computations. *Proc. Intern. Congr. Applied Mech. Delft* 1924, S. 432—438. Vereinfachte Annahmen in der Strömungslehre sind nötig, um ihre klassischen Verfahren auf praktische Luftfahrtberechnungen anzuwenden. Nicht nur Zähigkeit und Zusammendrückbarkeit der Luft, sondern auch Größen kleinerer Ordnung werden vernachlässigt: 1. Luftschaftkörper werden für die Vorwärtsbewegung durch Quellen und Senken geeigneter Verteilung ersetzt; für die Seitenkräfte nimmt man unendliche Länge, also ebene Querströmung an. Ferner kann bei Berechnung der Luftkräfte das Quadrat der Quergeschwindigkeit vernachlässigt werden, da diese im Verhältnis zur Fahrgeschwindigkeit gering ist. Die scheinbare zusätzliche Masse ist beim Kreiszylinder gleich der verdrängten Luft; die Seitenkraft läßt sich damit einfach darstellen. 2. Ebene Tragflügelströmung. Profildicke und -wölbung werden klein gegen die Flügeltiefe angenommen, ebenso rechnet man meist mit geringen Anstellwinkeln. Daher kann die Störungsgeschwindigkeit infolge des Flügels neben der Fluggeschwindigkeit vernachlässigt werden. Die Strömungsgrößen hängen linear von der mittleren Ordinate des Profils ab; für Auftrieb und Moment ergeben sich damit einfache Integrale. Dagegen ist die Druckverteilung rings um den Flügelschnitt von der Flügeldicke stark abhängig. 3. Tragflügel endlicher Spannweite bieten eine dreidimensionale Strömungsaufgabe, die Prandtl dadurch zweidimensional und der Rechnung zugänglich machte, daß er die Wirbelzöpfe nicht zu den Stromlinien, sondern zur Flugrichtung parallel annahm, also wieder die Störungsgeschwindigkeit neben der Fluggeschwindigkeit vernachlässigte. Damit können statt der Wirbel die für den Praktiker anschaulicher ebenen Strömungszustände betrachtet werden. Demgemäß werden bei der Doppeldeckerrechnung nach Betz die Tragflügel durch unendlich dünne Zylinder ersetzt, obgleich der Flügelabstand etwa so groß wie die Flügeltiefe ist. Hier müßte neben dem Glied für die Zirkulation das für das Moment maßgebende berücksichtigt werden. Es wird angenommen, daß die Luft beim Umströmen eines Tragflügels sich nicht quer zu diesem verschiebt. An seiner Stelle hat sie halbe Geschwindigkeit wie hinter ihm. Der Rand-

widerstand und die Anstellwinkeländerung infolge der Wirbelzöpfe werden meist mit ihrem Bestwert angegeben. Außerdem werden günstiges Seitenverhältnis und elliptische Auftriebsverteilung angenommen. Dann ist das Seitenverhältnis unmittelbar ausschlaggebend. 4. Treibschaubenberechnung. Nach Froude ist die Schubverteilung über den Schraubenkreis gleichförmig und die Strahldrehung zu vernachlässigen. Weiter wird mit schraubenförmig bewegten Tragflügeln gerechnet, wobei die Strahlgeschwindigkeit von Flug- und Umfangsgeschwindigkeit linear abhängig angenommen wird. Vielfach genügt es, das Schraubenflügelement bei 0,7 des Außenhalbmessers zu betrachten. — Diese vereinfachten Annahmen sollten ihrer Fruchtbarkeit wegen in den Lehrbüchern den Wirbeln und ähnlichen abstrakten Begriffen vorgezogen werden.

EVERLING.

**H. B. Helmbold.** Über die Berechnung des Abwindes hinter einem rechteckigen Tragflügel. ZS. f. Flugtechn. 16, 291—294, 1925, Nr. 15. Der Abwind hinter Tragflügeln wird meist mit der „Hufeisenformel“ der ursprünglichen Prandtlschen Tragflügellehre oder mit der Annahme elliptischer Auftriebsverteilung berechnet. Bereits bei mittlerem Auftrieb hat die Formänderung des Wirbelbandes und sein Sinken unter Flügelhöhe Einfluß. Der Wirklichkeit näher kommt man, wenn man das Aufwickeln der Wirbelbänder berücksichtigt und annimmt, daß die Wirbelzöpfe unmittelbar am Tragflügel ansetzen. Den Abstand dieser fingierten Zöpfe liefert eine Impulsbetrachtung zwischen der Symmetrieebene und ihrer Parallelebene durch einen Wirbelzopf als Kontrollflächen für den Grenzfall konstanter Zirkulation zwischen den Wirbelzöpfen, Seitenverhältnis Null. Für rechteckige Flügel wachsenden Seitenverhältnisses ergibt sich der Wirbelabstand, bezogen auf die Spannweite, nach Betz mit Werten, die von 0,78 bis auf 1 zunehmen. Die „Ablenkungszahl“, das Verhältnis der wirklichen Anstellwinkeländerung zum „induzierten Anstellwinkel“, ergibt sich abhängig von der Rücklage des Bezugspunktes in der Symmetrieebene, wenig abhängig davon, ob der Auftrieb über die Spannweite elliptisch verteilt ist oder gleich bleibt. Zerlegt man den im Flügelschnitt gebundenen tragenden Wirbel in den Wölbungswirbel, etwa in Mitte der Flügeltiefe, der nur durch die Gestalt des Flügelschnitts festgelegt, vom Auftrieb unabhängig ist, und den Anstellwinkelwirbel, im ersten Viertel der Flügeltiefe, so ergeben sich genauere Ausdrücke für die Ablenkungszahl abhängig von der Lage des Bezugspunktes. Eine letzte Verfeinerung gibt die Rücksicht auf die Senkung der Wirbelzöpfe, deren Neigungswinkel näherungsweise bekannt ist. — Mit dem Versuch stimmt die Berechnung für höhere Auftriebsbeiwerte hinreichend überein, bei niedrigem Auftrieb ist die elliptische Formel auf Grund der Annahme unverformten Wirbelbandes genauer.

EVERLING.

**G. Koning.** Einige Bemerkungen über nicht-stationäre Strömungen an Tragflügeln. Proc. Intern. Congr. Applied Mech. Delft 1924, S. 414—417. Nicht-stationäre Strömungen an Tragflügeln werden durch eine Erweiterung der zweidimensionalen Tragflügelrechnungen mit stationärer Strömung unter den gleichen Voraussetzungen reibungloser, nicht zusammendrückbarer Flüssigkeit und ebener Potentialströmung gelöst. In der verallgemeinerten Druckgleichung tritt neben der augenblicklichen Geschwindigkeit die Änderung des Potentials mit der Zeit auf. Daraus sind „stationärer und lokaler Beschleunigungsdruck“ zu unterscheiden. Die Kräfte und Momente auf die Tragflügel ergäben sich durch Integration. Neben der Profilform bestimmen vier Komponenten die Strömung: die beiden Anteile der Verschiebegeschwindigkeit, die Zirkulation und die Rotation, beispielsweise von abgelösten Wirbeln, die noch nicht unendlich weit weggeschwommen sind. — Im einfachsten Falle eines Joukowsky-Profilis ergäben sich für den Anfahrwirbel, wenn

er sich an der Flügelhinterkante ablöste, im ersten Augenblick unendlich großer Auftrieb und Widerstand, die zunächst schnell, dann langsamer auf ihre endgültigen Werte (nach Kutta bzw. Null) abnehmen. Da diese unendlich großen Kräfte physikalisch unmöglich sind, wird im Einklang mit der Erfahrung der Anfang der Wirbelbahn 0,03 Flügeltiefen oberhalb der Hinterkante angenommen. Dann sind die Größtwerte von Auftrieb und Widerstand das 2,5fache bzw. 0,5fache des Endwertes vom Auftrieb. — In der Aussprache weist Prandtl auf die Göttinger Arbeiten, vor allem von Birnbaum hin, bei denen die tragende Linie durch eine tragende Fläche ersetzt wurde. Dann erhält man ein überall endliches Geschwindigkeitsfeld. Eine dritte, anscheinend die „vollkommenste“ Lösung der Aufgabe, hat Wagner in der Hauptversammlung des Vereins Deutscher Ingenieure am 2. Juni 1924 vorgetragen.

EVERLING.

**J. Kober.** Stegbeanspruchung hoher Biegungsträger. ZS. f. Flugtechn. **16**, 276—280, 1925, Nr. 14. Hochbelastete Biegungsträger werden im Flugzeugbau der Gewichtersparnis wegen hoch, aber mit so dünnem Steg ausgeführt, wie es die Schubkräfte zulassen. Bei sehr hohen und dünnen Stegen gekrümmter oder stark durchgebogener Träger ist jedoch die Knickbeanspruchung durch die „Radialkraft“ gefährlicher, die als Resultierende der ein wenig gegeneinander geneigten Längskräfte der gebogenen Gurtungen entsteht und sich, wenn kein Steg vorhanden wäre, als Einwölbung des Druckgurtes und Streckung des Zuggurtes äußern würde und zur Querkrümmung breiter Gurte führen kann, also z. B. Zwischenversteifung tragender Außenhäute erforderlich. — Die Spannungsverteilung im dünnen Steg hängt ab von der Lastverteilung über dem Biegungsträger, der Steifigkeit von Gurten, Steg und Träger, wie von der Ausbildung des Steges; sie läßt sich nicht hinreichend einfach ermitteln. — Nimmt man jedoch an, daß die Spannung infolge einer Last auf dem Obergurt und der Auflagerkräfte auf dem Untergurt sich nach einer Pyramide verteilt, so läßt sich die Knickkraft im Steg als Summe der Radialkraft und der 0,6- bis 0,7fachen Last berechnen. Wenn die Stege nicht durch Steifen gestützt sind, erfordert die Radialkraft, die sich für jedes Beispiel aus der Biegungsformel berechnen läßt, mehrfache Stegdicke wie die Schubbeanspruchung.

EVERLING.

**A. Fage.** An Experimental Study of the Vibrations in the Blades and Shaft of an Airscrew. Proc. Roy. Soc. (A) **107**, 451—469, 1925, Nr. 743. Die Schwingungen der Flügel und der Welle von Luftschauben wurden aus der Tonhöhe bestimmt. Zur Ausschaltung von Nebengeräuschen war der Antriebsmotor von einem Kasten mit doppelten Wänden, Filzinnenlage und Wattezwischenlage, sowie einer schalldichten Fernsprechkammer umschlossen. Schwingungen seiner Welle waren durch ein Schwungrad gemildert; sein Gestell wurde durch einen starken Eisenblock beschwert. Die Tonhöhe und -stärke wurde mit Resonator, dessen eines Ende in Wasser veränderlicher Höhe tauchte, und Hitzdrahtmikrophon mit Vierröhrenverstärker und Galvanometer bestimmt. — Ergebnisse: Der Luftschaubenschall röhrt im wesentlichen von der Umdrehung des Quellen-Senken-Feldes her; die Tonhöhe hängt daher unmittelbar von der Drehzahl ab, und der Grundton ist das Produkt der Flügelzahl und Drehzahl. — Die Biegeschwingungen der Flügel ließen sich messen, wenn die Luftschaube vor einem Stern aus Holzleisten mit wechselnder Geschwindigkeit umlief. Die Schallstärke nahm beträchtlich zu, wenn das Produkt aus Armzahl und Drehzahl der Eigenschwingung entsprach. Deren Wert stimmte mit der Berechnung nach der Theorie des schwingenden Stabes überein; nur für Schrauben größter Blattbreite liefert die Annahme eingespannter Flügel zu hohe

Biegeschwingungszahlen. — Die Verdrehschwingungen der Welle wurden nicht gemessen, ihre Biegeschwingungen stimmen, die schwerste Schraube ausgenommen, mit dem Versuch überein.

EVERLING.

**Friedrich Budig.** Bericht über Versuche und Druckmessungen an Querrudern im Fluge. ZS. f. Flugtechn. 16, 307—310, 1925, Nr. 16. Die Unterschiede in der Wirkung von Querrudern wurden durch Versuche über die Druckverteilung längs beiderseits einer Flügelrippe im Fluge mittels zahlreicher Manometer und Photographieaufnahmen erforscht. Im Geraudeausflug ergab die Druckmessung, daß hinreichende Luftkräfte an den Querrudern angriffen. — In der schiebenden Kurve werden die Querruder durch den Seitenwind gegenläufig derart geschwenkt, wie es einer Rollbewegung entspricht, die zu Fluglagen stärkeren Schiebens führt. Das erklärt den häufig beobachteten „toten Gang“, das Unwirksamwerden der Querruder. Der Seitenwind wurde dabei durch zwei besondere Stauscheiben parallel zur Flugzeugsymmetrieebene gemessen. — Die Druckverteilung über den ganzen Tragflügel hat nach Ansicht des Verf. wenig Einfluß auf die Querruderwirkung. Dagegen werden Messungen des Wirbelfeldes hinter den Flügeln die Querruderwirkung weiter klären können, da eine V-Stellung des Unterflügels den toten Gang der Querruder im Oberflügel beseitigte.

EVERLING.

**V. Bjerknes.** Die hydrodynamischen Fernkräfte und deren Zusammenhang mit den Auftriebskräften, von welchen die Aeroplane getragen werden. Proc. Intern. Congr. Applied Mech. Delft 1924, S. 411—413. Die Ergebnisse der Analogiebetrachtungen und -versuche, über die bereits mehrfach berichtet wurde, sind kurz dargestellt. Die Literatur ist ausführlich angegeben. — In der Aussprache erwähnt Riabouchinski seine verallgemeinerten Strömungsbetrachtungen, bei denen dem Quellenfeld „Quellenwirbel“ überlagert werden, um dem wirklichen Verhalten der Flüssigkeiten näherzukommen. Ackeret weist auf die Göttinger Messungen des großen Auftriebes von Windwalzen hin.

EVERLING.

**Modesto Panetti.** Sul cimento di struttura degli aeromobili per una improvvisa variazione di carico in un punto. Atti di Torino 60, 301—306, 1925, Nr. 9/10. Plötzliche, örtliche Laständerungen beanspruchen das Fachwerk von Luftfahrzeugen, mögen sie nun positiv sein, wie das Auslaufen einer Luftschiffzelle, oder negativ, wie das Abwerfen von Ballast. Sie bestehen in einer Gegenkraft, die eine Drehung hervorruft um den zu ihrem Angriffspunkt konjugierten Punkt in bezug auf den Trägheitskreis. So entstehen zunächst nur tangentiale Trägheitskräfte, deren Größe und Moment unter der Annahme, daß die Massen des Luftfahrzeuges in seiner Längsachse liegen, aus der Massenverteilungskurve nach bekannten Seileckverfahren zeichnerisch ermittelt werden können.

EVERLING.

**A. G. von Baumhauer.** Some Notes on Helicopters. Proc. Intern. Congr. Applied Mech. Delft 1924, 449—454. Hubschrauber haben in Bodennähe größere Tragkraft. Nach Versuchen mit einem Standschraubenmodell, das gegen eine Platte blies, ist der Schub 0,25, die Leistung 0,40 höher, wenn die Platte rund  $1/4$  Durchmesser entfernt ist, als wenn der Abstand einen ganzen Schraubendurchmesser oder mehr beträgt. — Wesentlich ist, ob sicherer Abstieg bei Stillstand des Motors möglich ist. Beim Rijks-Studiedienst voor de Luchtvaart wurde ein freidrehbares Schraubenmodell mit 1 m Durchmesser in einem Windkanal von 1,6 m Durchmesser unter verschiedenen Winkeln zu seiner Drehebene angeblasen: bei  $57^{\circ} 10'$  war der „Auftrieb“ am größten, bei  $90^{\circ}$  axialem Anblasen die „Widerstands“-Beizahl, näm-

lich 1,58. — Nach dem Ergebnis der bisherigen Untersuchungen müßte ein Hubschrauber wie ein gewöhnliches Flugzeug mit kleinen Tragflügeln und Zugschraube, sowie, da zwei gegenläufige Hubschrauben keine Stabilität ergeben, mit darüberliegender einfacher Hubschraube versehen werden; deren Rückdrehmoment wird durch eine kleine Schraube am Schwanzende aufgehoben. In deren Strahl sitzt auf der anderen Schwanzseite das Leitwerk. — In der Aussprache bestätigt v. Kármán auf Grund eigener Versuche die Möglichkeit stabilen Fliegens und die Verstärkung des Auftriebs durch Bodennähe. Lachmann teilt mit, daß er einen ähnlichen Entwurf ins Auge gefaßt habe. Die Schwierigkeit der Ausführung liegt beim Getriebe.

EVERLING.

#### 4. Aufbau der Materie.

**Karl K. Darrow.** Some Contemporary Advances in Physics VIII. The Atom-Model, First Part. Bell. Syst. Techn. Journ. 4, 407—458, 1925, Nr. 3. Der Bericht bringt eine kurze Übersicht über den heutigen Stand der Atomphysik. Es sollen daher nur die Überschriften der einzelnen Kapitel wiedergegeben werden: Allgemeines über die Atommodelle. Das Elektron. Der positiv geladene Kern. Kernmodelle. Die stationären Elektronenbahnen. Bohrs Deutung der Spektren. Die Klassifikation der Energieniveaus und Auswahlregeln. Serienbezeichnung. Feinstruktur. Funkenspektren. Multipletts. Einfluß eines Magnetfeldes. Einfluß eines elektrischen Feldes. Intensitätsregeln. Absorptionsspektren. Bandenspektren. Röntgenspektren. Magnetische Momente der Atome. MECKE.

**N. Bohr.** Atomernes Bygning og Stoffernes fysiske og kemiske Egenskaber. Fysisk Tidsskr. 19, 153—220, 1921, Nr. 5/6. SCHEEL.

**F. Hund.** Atomtheoretische Deutung des Magnetismus der seltenen Erden. ZS. f. Phys. 33, 855—859, 1925, Nr. 10/11. Um die Magnetisierungszahlen der seltenen Erden berechnen zu können, muß Verf. verschiedene Annahmen machen: Er nimmt zunächst mit Bohr an, daß La ein  $5_g$ -Elektron und zwei  $6_1$ -Elektronen hat; von Ce ab kommt dann bei jedem Element bis zum Cp ein  $1_4$ -Elektron hinzu. Dann werden zur Berechnung noch Angaben gebraucht, welches von den Termmultipletts, die zu der angegebenen Elektronenanordnung gehören, das tiefstliegende ist und welchem  $j$  der tiefste Term dieses Multipletts entspricht, doch lassen sich diese Angaben aus vom Verf. empirisch gefundenen, allgemeinen Regeln entnehmen.  $j \cdot g$  (magnetischer Aufspaltungsfaktor) gibt dann die Anzahl der Bohrschen Magnetonen an, durch Multiplikation mit  $\sqrt{\frac{j+1}{j}} \cdot 4,97$  erhält man die Anzahl der Weissschen Magnetonen, die dann mit den experimentell gefundenen Werten verglichen werden können. Abgesehen vom Eu, welches diamagnetisch sein sollte, ist die Übereinstimmung recht gut. Berechnet man jedoch die Magnetonen der Elemente Sc bis Ni auf entsprechende Weise, so erhält man keine Übereinstimmung mit der Erfahrung.

MECKE.

**Etienne S. Bieler.** Band spectra of Lead Isotopes. Nature 115, 980, 1925, Nr. 2904. Der Verf. versucht die Messungen von Grebe und Konen über die Bandenspektren von Bleiisotopen (Phys. ZS. 22, 546, 1921) zu deuten. Er geht dabei davon aus, daß der Träger des Spektrums ein PbH-Molekül ist und findet aus der bekannten Formel für die Isotopenaufspaltung eines Oszillationsterms Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung. Dabei deutet er die bei 4270 Å

liegenden Bleibanden als Rotationsschwingungsspektrum (ohne Elektronenfrequenz) ohne dies näher zu begründen oder nur zu sagen. Aus den Abständen der Bandenlinien ( $1,25 \text{ \AA}$ ) schließt er aus der vereinfachten Bandenformel  $\nu = A + 2 B m$  auf das Trägheitsmoment  $J = 8,0 \cdot 10^{-40}$ , was bei PbH auf einen Kernabstand  $2,2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$  führt.

KRATZER.

**Hahn.** Über hochemanierende feste Radiumpräparate. Berl. Ber. 1925, S. 276, Nr. 14/17. „Die Tatsache, daß feste Thorium- und Actiniumpräparate ihre Emanation weitgehend nach außen abgeben, die üblichen Radiumpräparate dagegen nicht, beruht darauf, daß die ersteren im allgemeinen in Form oberflächenreicher Hydroxyde zur Verwendung gelangen, das Radium dagegen als grobkristallisiertes Salz. — Fußend auf systematischen Untersuchungen über sehr oberflächenreiche Thorpräparate, wurden nunmehr auch Radiumpräparate gewonnen, die ihre Emanation in festem Zustand abgeben. Die besten Resultate wurden mit Eisenhydroxyd erhalten, in das das Radium als Sulfat oder Carbonat derartig eingebettet wird, daß ein Zusammenschließen der Radiumsalzmoleküle zu Kriställchen nicht stattfinden kann. Solche Präparate emanieren anfangs zu 99 Proz. und altern nur sehr langsam. Nach einem Jahre emanieren sie noch zu über 95 Proz. Diese Präparate haben gegenüber Radiumlösungen eine Reihe von Vorteilen, die im einzelnen erörtert werden.“

SCHEEL.

**E. A. W. Schmidt.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung Nr. 178. Über die Zertrümmerung des Aluminiums durch  $\alpha$ -Strahlen I. Wien. Anz. 1925, 168—169, Nr. 17. Es werden einleitend die Gründe dargelegt, die eine genaue Untersuchung der von Aluminium ausgesandten  $H$ -Strahlen in bezug auf ihre Zahl, ihre Minimalreichweite in Luft und ihre Verteilung über den Raum sowie eine Bestimmung der Grenzgeschwindigkeit jener  $\alpha$ -Teilchen, die noch zertrümmernd wirken können, notwendig erscheinen lassen. — Es wird eine für solche Untersuchungen geeignet befundene Apparatur beschrieben und Richtlinien für die Untersuchungsmethodik gegeben. — Es werden auf Grund der sowohl mit  $\alpha$ -Strahlen aus RaC von natürlicher und verkürzter Reichweite, als mit solchen aus Polonium gewonnenen Versuchsergebnissen folgende Resultate festgestellt: a) Die Zahl der unter einem Winkel von durchschnittlich  $150^\circ$  gegen die primäre  $\alpha$ -Strahlung ausgesandten  $H$ -Teilchen übersteigt um mehr als eine Größenordnung den von Rutherford und Chadwick für unter  $90^\circ$  ausgesandte Teilchen angegebenen Wert und ergibt sich zu 80 pro  $10^6$  Primärstrahlen bei völliger Ausnutzung der  $\alpha$ -Reichweite von RaC. b) Auf Grund der Experimente mit  $\alpha$ -Strahlen von RaC mit verkürzter Reichweite ergibt sich, daß  $H$ -Strahlen in großer Anzahl noch von  $\alpha$ -Strahlen mit 1 bis 2 cm Restreichweite ausgelöst werden. c) Es wird der Nachweis erbracht, daß in dem untersuchten Winkelbereich eine Minimalreichweite der  $H^+$ -Strahlen, welche von  $\alpha$ -Teilchen verschiedener Geschwindigkeit erzeugt werden, nicht vorhanden ist. d) Einige vorläufige Versuche mit Polonium als  $\alpha$ -Strahler ergeben dessen besondere Eignung für quantitative Untersuchungen an den ausgesandten Protonen und bestätigen die unter b) und c) erhaltenen Resultate. — Die Versuchsergebnisse werden mit den in Cambridge erreichten verglichen, unter Hervorhebung der Unterschiede in der Versuchsanordnung.

H. W. F. KOHLRAUSCH.

**Marietta Blau.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung Nr. 179. Über die photographische Wirkung von  $H$ -Strahlen aus Paraffin. Wien. Anz. 1925, S. 169, Nr. 17. Im Zusammenhang mit den im Radiuminstitut ausgeführten Versuchen über Atomzertrümmerung wurden Methoden zum photographischen Nach-

weis von  $H$ -Partikeln ausgearbeitet. — Zunächst wurden im Anschluß an die Michelschen Versuche mit  $\alpha$ -Strahlen  $H^+$ -Partikeln photographiert, die streifend auf die photographische Platte trafen. Es ergaben sich, wie bei  $\alpha$ -Strahlen, ausgeprägt gerichtete Punktfolgen, deren jede der Wirkung eines  $H^-$ -Partikels entspricht. Aus Adsorptionsversuchen, sowie aus Vergleichsversuchen, bei denen die als  $H^-$ -Strahlenquelle verwendete Paraffinschicht mit einer an Kohlenstoff äquivalenten Rußschicht vertauscht wurde, ergab sich, daß dieser Schwärzungseffekt nur auf die Wirkung der  $H$ -Strahlen zurückzuführen ist und nicht durch etwa vorhandene  $\beta$ -Strahlung erklärt werden kann.

H. W. F. KOHLRAUSCH.

**Gerhard Kirsch und Hans Pettersson.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung Nr. 180. Über die Reflexion von  $\alpha$ -Teilchen an Atomkernen II. Wien. Anz. 1925, S. 169, Nr. 11. Es wird über größeres Versuchsmaterial mehr orientierenden Charakters nach der retrograden Methode berichtet, aus dem hervorgeht, daß bei innigen Zusammenstößen zwischen  $\alpha$ -Teilchen und Atomkernen auch bis zu den schwersten Elementen hinauf der Energie- und Impulssatz nicht gilt, wenn man nur das  $\alpha$ -Teilchen und den getroffenen Kern als unveränderliches Gebilde in Betracht zieht. Die Versuche ergaben ferner, daß Atomzertrümmerung (unter Abgabe von Protonen wahrscheinlich bei allen Elementen ein mit den heutigen Hilfsmitteln (Beschießung durch  $\alpha$ -Strahlen) erzielbarer Vorgang ist, der überdies in viel größerem Umfang vor sich geht, als man dies bisher angenommen hat. H. W. F. KOHLRAUSCH.

**Thomas Kirke Rose.** Die Dichte von Rhodium. Journ. Inst. Metals 33, 109—114, 1925. Verf. hat das spezifische Gewicht von Rh bestimmt, und zwar eines Materials, das aus Rh-Schwamm geschmiedet und ausgeglüht (nicht geschmolzen) war, und eines im Knallgasgebläse geschmolzenen Metalles. Im ersten Falle fand er 12,222, im zweiten 12,472. \* LÜDER.

**W. W. Loebe und W. Ledig.** Über eine Methode zur Bestimmung des Edelgasgehaltes von Gasgemischen. Zeitschr. f. techn. Phys. 6, 287—290, 1925 (Dr. Blau-Festschrift). Aus dem Gasgemisch werden die unedlen Gase durch Natrium, das in das Untersuchungsgefäß elektrolytisch hineindestilliert wird, gebunden. Genaue Beschreibung der Absorptionszelle, der Nachfüleinrichtung, des zur Erhitzung des Natriumsalpeters verwandten Ofens sowie Angaben über die benutzte Spannung, die erzielten Stromstärken und den Gasdruck. Die Analyse von bekannten edelgashaltigen Gemischen ergab gut stimmende Ergebnisse. LAX.

**G. Heyne.** Über die Bestimmung kleiner Verunreinigungen in Argon und Stickstoff. ZS. f. techn. Phys. 6, 290—292, 1925 (Dr. Blau-Festschrift). Es werden verschiedene physikalische und chemische Prüfmethoden zur Bestimmung von Verunreinigungen von höchstens  $10^{-2}$  Vol.-Proz. beschrieben. Tabellarische Übersicht am Ende mit Angabe der nachweisbaren Gase, der Empfindlichkeit und störender Bestandteile. LAX.

**H. Sirk.** Die Druckabhängigkeit der atomaren Schwingungsfrequenzen bei elementaren Festkörpern. ZS. f. Phys. 33, 894—900, 1925. Grüneisen hat aus seiner Theorie des festen Zustandes eine Größe  $\gamma = -\frac{d \ln \nu}{d \ln v}$  ( $\nu$  Schwingungsfrequenz der Atome,  $v$  spezifisches Volumen) berechnet, die aus Experimentaldaten berechnet werden kann und die der Theorie entsprechend bei einem Element innerhalb eines kleinen Temperaturintervall es konstant ist. Um ein Urteil darüber zu gewinnen,

inwieweit Grüneisens Vorstellungen auch beim Schmelzpunkt gelten, wird die relative Druckänderung der Frequenz längs der Schmelzkurve durch  $\gamma$  ausgedrückt. Die Rechnung ergibt  $\frac{1}{\nu} \left( \frac{d\nu}{dp} \right)_s = \gamma \left( \kappa - 3\alpha \frac{dT}{dp} \right)$  ( $\kappa$  Kompressionskoeffizient,  $\alpha$  linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient,  $T$  Schmelztemperatur). Andererseits kann diese Größe auch aus der nach Lindemanns Vorstellungen über die Schmelzung ermittelten Frequenz  $\nu^* = KT^{1/2} \varrho^{-1} v^{-1/3}$  ( $\varrho$  Verhältnis des Abstandes der ruhend gedachten Atomoberflächen zum Abstand ihrer Mittelpunkte,  $K$  für ein Element konstant) ermittelt werden. Die Rechnung ergibt  $\frac{1}{\nu^*} \left( \frac{d\nu^*}{dp} \right)_s = \left( \frac{1}{2T} - \frac{\alpha}{\varrho} \right) \frac{dT}{dp} + \frac{\kappa}{3\varrho}$ . Nach Euckens Vorstellungen (Grundriß der physikalischen Chemie, S. 343) ist  $\varrho = \frac{0,41 \cdot 10^{-8}}{D} \sqrt{\frac{T}{A(\nu \cdot 10^{-12})^2}}$  ( $D$  Abstand der Mittelpunkte benachbarter Atome,  $A$  Atomgewicht). Für Blei sind alle Daten zur Berechnung der beiden relativen Druckabhängigkeiten bekannt. Es ergibt sich

$$\frac{1}{\nu} \left( \frac{d\nu}{dp} \right)_s = +4,4 \cdot 10^{-6}, \quad \frac{1}{\nu^*} \left( \frac{d\nu^*}{dp} \right)_s = +11,8 \cdot 10^{-6}.$$

Die Gründe für diese Abweichungen werden diskutiert.

SIRK.

**Gustav Heckmann.** Zur Gittertheorie deformierbarer Ionen. ZS. f. Krist. 61, 250—292, 1925; im Auszug: ZS. f. Phys. 31, 219—223, 1925. Die ursprüngliche Gittertheorie, die mit den Bildern starrer Ionen arbeitete und lediglich der räumlichen Ausdehnung der Ionen wie der Heterogenität der Kern und Schale bildenden Ladungen in den als Zentralkräften angesetzten, der elektrostatischen Anziehung der Ionen das Gleichgewicht haltenden Abstoßungskräften Rechnung trug, führte zu nicht genügenden Darstellungen der Konstante der Piezoelektrizität und des Unterschiedes  $c_{12} - c_{44}$  der Elastizitätskonstanten bei Zinkblende (dem einzigen Kristall, dessen Daten hinreichend bekannt sind, um die Richtigkeit der Darstellung zu prüfen) wie zu der bekannten, bei den Silber- und Thalliumsalzen versagenden Beziehung zwischen Dielektrizitätskonstante und ultraroter Eigenfrequenz. M. Born äußerte sich zu wiederholten Malen dahingehend, daß dieses Versagen auf den Umstand zurückzuführen sei, daß in seiner Theorie eine Deformierbarkeit der Ionen nicht berücksichtigt wurde. Seitdem nun die Überlegungen von Born und Heisenberg, Fajans und Joos quantitative Aussagen über diese Deformierbarkeit erlauben, lag es nahe, in der Gittertheorie neben elektrostatischer Anziehung der Ionen und der zwischen ihnen wirkenden Abstoßung ihre Deformierbarkeit in Betracht zu ziehen, die sich in den Gitterkräften durch das Auftreten quasielastischer Dipole bemerkbar macht. — G. Heckmann führt auf dieser Grundlage die bekannten Überlegungen der Gittertheorie (siehe etwa M. Born, Atomtheorie des festen Zustandes, Encyklopädie der math. Wissenschaften 5, 25) von neuem durch für reguläre zweiatomige *D*-Gitter (Typen NaCl, CsCl, ZnS). Um das Resultat vorwegzunehmen: Die Deformierbarkeit der Ionen ist wesentlich für die Deutung der feineren Gittererscheinungen. Der Ansatz Heckmanns ist aber noch zu grob — namentlich wegen der Unzulänglichkeit des bisher benutzten Bildes für die Abstoßungskräfte —, alle Vorgänge wirklich zu erfassen. — Die Tatsache, daß es sich in dem die Dipole induzierenden Felde nicht um ein homogenes handelt — wie in der Definition der Deformierbarkeit angenommen wurde —, und ferner auch neben den Ionenladungen die äußeren Elektronenhüllen deformierende Wirkung auf die Nachbarpartikel ausüben, wird im Heckmannschen Ansatz durch geeignete Faktoren berücksichtigt,

die den mit der Deformierbarkeit behafteten Gliedern der Energieentwicklung zugefügt werden. Diese lassen sich aber bis auf einen,  $\beta$ , eliminieren, dem die Bedeutung des Bruchteils zukommt, den die wirklich eintretende Deformation der Ionen von der im homogenen Felde beträgt. Es zeigt sich, daß die durch die Ladungen hervorgerufenen Deformationen sehr stark von der durch die Elektronenhüllen bedingten kompensiert werden, bei den Alkalihalogeniden (edelgasähnliche Ionen) sogar überkompensiert. Bei den Thalliumsalzen — Tl hat eine geringere Zahl äußerer Elektronen — ist der Effekt weitaus geringer. Die erhaltenen Werte  $\beta$  für die Kompensation sind nicht ganz sicher, da zu ihrer Berechnung die Försterlingsche Umrechnung von Reststrahlwellenlänge auf Eigenfrequenz nötig ist, die, wie der Verf. zeigt, ziemlich unsicher ist. — Elastische Verzerrung des Gitters und äußeres homogenes elektrisches Feld verursachen relative Verrückung der Ionengitter wie Induzierung von Dipolen in den einzelnen Ionen. Aus dem Energieausdruck, der durch die mit Hilfe der Bewegungsgleichungen vorgenommene Elimination der inneren Verrückungen und induzierten Dipolmomente erhalten wird, folgen in bekannter Weise die Ausdrücke für Elastizitäts-, Dielektrizitätskonstanten, Konstante der Piezoelektrizität wie die Dispersionsformel für das ultrarote Gebiet. Die Konstanten des Gitters werden bis auf die Elastizitätskonstanten  $c_{11}$  und  $c_{12}$  gegenüber der alten Theorie modifiziert, die einzelnen Änderungen sind anschaulich zu deuten. Die Deformierbarkeit lockert die Bindung der Partikel an ihre Gleichgewichtslagen, was sich namentlich in einer Verschiebung der Reststrahlwellenlänge zu längeren Wellen äußert. Die dielektrische Erregung wird gesteigert: Koppelung von relativer Verrückung der einfachen Gitter und Induzierung der Dipolmomente. Die Elastizitätskonstante  $c_{44}$  und piezoelektrische Konstante  $c_{14}$  erhalten neue Anteile, die wie die Änderungen der übrigen Konstanten den Faktor  $\beta$  enthalten. — Ebenso geht der Faktor  $\beta$  in die geänderten Beziehungen der alten Theorie ein. Die Relation zwischen Reststrahl und Dielektrizitätskonstante wird im richtigen Sinne geändert, so daß die Deformierbarkeit der Ionen wesentlich scheint für das Versagen der ursprünglichen Beziehung bei den Ag- und Tl-Salzen. — Es bleibt noch einiges zu sagen über die Natur der Abstoßungskräfte, wie es aus den Daten der Zinkblende herauszulesen ist. Frühere Rechnungen hatten gezeigt, daß ein Unterschied zu machen sei zwischen der Abstoßung bei identischen Partikeln (der Geometrie des Gitters nach) und den übrigen. Während bei den letzteren eine Abstoßung anzunehmen ist, wäre bei den ersten auf Grund quantentheoretischer Überlegungen (siehe Born und Heisenberg über Phasenbeziehungen gleichberechtigter Elektronen) eine mit  $r^{-3}$  gehende Anziehung zu erwarten. Heckmann rechnet daher mit zwei verschiedenen Abstoßungskräften im Gitter: der zwischen gleichberechtigten Partikeln und der zwischen den nicht gleichberechtigten. Die Ergebnisse für die Abstoßungsexponenten (Zentralkraft  $c \cdot r^{-n}$ ), die sich auf den verschiedenen möglichen Wegen der Berechnung ergeben, sind einmal sehr unsicher (der bei gleichberechtigten Partikeln zu erwartende Exponent 3 würde zu Konvergenzschwierigkeiten führen, für den anderen Exponenten steht nur fest, daß er höher liegt als der einzige früher benutzte), zum anderen sind die physikalischen Konstanten sehr stark von der Abstoßung der verschiedenen Ionen abhängig, was für einen wesentlichen Einfluß der Abstoßung auf die feineren Gittererscheinungen spricht — das gilt auch, wie der Kompensationseffekt zeigt, für die Ionendeformation. Es ist lediglich der Schluß zu ziehen, daß, da der Ansatz der Zentralkraft zu grob ist, eine Weiterführung nur auf Grund quantentheoretischer Überlegungen möglich scheint, die den Bau der einzelnen Gitterpartikel in tieferer Weise berücksichtigen, als das bisher in der Gittertheorie möglich war.

**Gustav Heckmann.** Bemerkung zur Gittertheorie der Piezoelektrizität. ZS. f. Phys. **33**, 646—647, 1925, Nr. 8. „Berichtigung eines formalen Irrtums in Borns gittertheoretischer Darstellung der Piezoelektrizität der Kristalle.“ SCHEEL.

**G. Tammann und W. Krings.** Über die Lage der Ätzfiguren und die Verteilung der Atome im Raumgitter. ZS. f. anorg. Chem. **146**, 420—432, 1925, Nr. 3/4. Es wird der Versuch unternommen, die Lage der Ätzfiguren auf Kristallflächen mit der Verteilung der Atome im Raumgitter in Verbindung zu bringen. Die Ätzrillen und die Umrisse der Ätzgrübchen auf den Kristallflächen zahlreicher Kristalle verlaufen in Richtung der dichtest mit den in Reaktion tretenden Atomen besetzten Gittergeraden. Die rhombischen Ätzfiguren des Bleiglanzes, die schief liegenden Quadrate bei  $KCl$  und  $NaCl$ , die schief liegenden Dreiecke bei Pyrit sowie der Einfluß der Säurekonzentration bei Flußspat bleiben unerklärt. G. SACHS.

**G. Tammann.** Die Auflösungsgeschwindigkeit und die Ätzfiguren von Kristallen. ZS. f. anorg. Chem. **146**, 413—419, 1925, Nr. 3/4. Die Entstehung von Ätzfiguren wird auf die Unterschiede in den Lösungsgeschwindigkeiten verschiedener Kristallflächen zurückgeführt. Dadurch bilden sich Vertiefungen aus, deren Wände Kristallflächen hoher Auflösungsgeschwindigkeit sein sollen und die das Licht reflektieren. Kaltverformung metallischer Kristalle bewirkt ein Verschwinden dieser Reflexe, was auf geringe Veränderungen der Atome zurückgeführt wird. G. SACHS.

**A. Ferrari.** I reticoli cristallini dei fluoruri di litio e magnesio e il loro isomorfismo. Lincei Rend. (6) **1**, 664—671, 1925, Nr. 11. Verf. untersucht nach dem Debye-Scherrer-Verfahren die Kristallstruktur des  $MgF_2$ . Die Verbindung gehört dem Rutiltypus an und enthält zwei Moleküle im tetragonalen Elementarparallelepiped, dessen Kantenlängen sind:  $a = 4,64$ ,  $c = 3,06 \text{ \AA}$ ,  $c/a = 0,6596$ ,  $D_{\text{ber.}} = 3,14$ ,  $D_{\text{beob.}} = 3,148$ .  $TiO_2$  und  $SnO_2$  sind dem  $MgF_2$  isomorph. Ferner besteht eine gewisse Isomorphie mit  $LiF$ . Das Elementarparallelepiped mit vier Molekülen  $LiF$  besitzt dasselbe Volumen wie das Elementarparallelepiped mit zwei Molekülen  $MgF_2$ . Mischkristalle des Systems  $LiF$ — $MgF_2$  lassen sich nur bis 30 Proz.  $MgF_2$  darstellen. Wird diese Grenze überschritten, dann ist Mischkristallbildung nicht mehr möglich.

K. BECKER.

**N. Seljakow.** Berichtigung zu der Arbeit von N. Seljakow „Eine röntgenographische Methode zur Messung der absoluten Dimensionen einzelner Kristalle in Körpern von feinkristallinem Bau“. ZS. f. Phys. **33**, 648, 1925, Nr. 8. Berichtigung der früheren Arbeit des Verf. (vgl. ZS. f. Phys. **31**, 439, 1925. Diese Ber. S. 608). K. BECKER.

**William Lawrence Bragg.** Inorganic crystals. Journ. Frankl. Inst. **199**, 761—772, 1925, Nr. 6. Zusammenfassende Übersicht über einige anorganische Kristallstrukturen.

K. BECKER.

**W. L. Bragg.** The Crystalline Structure of Inorganic Salts. Nature **116**, 249—251, 1925, Nr. 2911. Zusammenfassende Übersicht. K. BECKER.

**O. L. Sponsler.** X-Ray Diffraction Patterns from Plant Fibres. Nature **116**, 243, 1925, Nr. 2911. Verf. untersucht Ramie, Hanf und andere Pflanzenfaserstoffe nach der Pulvermethode mit monochromatischer Molybdänstrahlung. Die von ihm vermessenen Netzebenenabstände stimmen mit den von Herzog und Jancke (ZS. f. Phys. **3**, 196, 1920) angegebenen Werten in etlichen Einzelheiten nicht überein. Eine Tabelle, die die Unterschiede zum Ausdruck bringt, ist im Original angegeben.

K. BECKER.

**Ralph W. G. Wyckoff.** The crystal structure of the high temperature form of cristobalite ( $\text{SiO}_2$ ). Sill. Journ. (5) 9, 448—459, 1925, Nr. 54. Verf. bestimmt nach der Pulvermethode bei  $290^\circ$  die Kristallstruktur des Cristobalits. Das kubische Elementarparallelepiped enthält acht Moleküle und besitzt eine Würfelkantenlänge von  $7,12 \text{ \AA}$ . Die Koordinaten der Atomschwerpunkte sind: 8 Si (000),  $(\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0)$ ,  $(\frac{1}{2} 0 \frac{1}{2})$ ,  $(0 \frac{1}{2} \frac{1}{2})$ ,  $(\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4})$ ,  $(\frac{3}{4} \frac{3}{4} \frac{1}{4})$ ,  $(\frac{3}{4} \frac{1}{4} \frac{3}{4})$ ,  $(\frac{1}{4} \frac{3}{4} \frac{3}{4})$ ; 16 O  $(\frac{1}{8} \frac{1}{8} \frac{1}{8})$ ,  $(\frac{5}{8} \frac{5}{8} \frac{1}{8})$ ,  $(\frac{5}{8} \frac{1}{8} \frac{5}{8})$ ,  $(\frac{1}{8} \frac{5}{8} \frac{5}{8})$ ,  $(\frac{3}{8} \frac{7}{8} \frac{7}{8})$ ,  $(\frac{5}{8} \frac{3}{8} \frac{7}{8})$ ,  $(\frac{5}{8} \frac{7}{8} \frac{3}{8})$ ,  $(\frac{1}{8} \frac{3}{8} \frac{3}{8})$ ,  $(\frac{7}{8} \frac{1}{8} \frac{7}{8})$ ,  $(\frac{3}{8} \frac{5}{8} \frac{7}{8})$ ,  $(\frac{3}{8} \frac{1}{8} \frac{3}{8})$ ,  $(\frac{7}{8} \frac{5}{8} \frac{3}{8})$ ,  $(\frac{7}{8} \frac{7}{8} \frac{1}{8})$ ,  $(\frac{3}{8} \frac{3}{8} \frac{1}{8})$ ,  $(\frac{3}{8} \frac{7}{8} \frac{5}{8})$ ,  $(\frac{7}{8} \frac{3}{8} \frac{5}{8})$ ;  $D_{\text{ber.}} = 2,20$ . Die Si-Atome nehmen dieselben Schwerpunktsslagen im Elementarparallelepiped ein, wie sie sie im metallischen Zustande besitzen. Der kürzeste Abstand Si—O ist  $1,541 \text{ \AA}$ . Im Gitter des Criobalits lassen sich keine  $\text{SiO}_2$ -Moleküle herausgreifen. Jedes Si-Atom ist im gleichen Abstand von vier O-Atomen umgeben, jedes O-Atom von zwei Si-Atomen. Pro Elektron zeigt das O-Atom eine geringere zerstreuende Wirkung der Röntgenstrahlen als das Si-Atom.

K. BECKER.

**H. Ott.** Über eine Verwendung der Pulvermethode zur röntgenographischen Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten. Münchener Ber. 1924, 31—37, Nr. 1. Verf. nimmt nach dem Debye-Scherrer-Verfahren ein Gemisch der zu untersuchenden Substanz mit  $\text{NaCl}$  auf und mißt die Interferenzlinien unter Bezugnahme auf das  $\text{NaCl}$  aus.

K. BECKER.

**Alex Muller.** The Structure of Stearic and Stearolic Acid. Nature 116, 45, 1925, Nr. 2906. Durch Auskristallisieren aus  $\text{CS}_2$  wurden genügend große Einkristalle von Stearinsäure erhalten, um diese auf ihre Kristallstruktur untersuchen zu können. Sie sind monoklin mit folgenden Abmessungen des Elementarparallelepipeds:  $a = 5,60$ ,  $b = 7,38$ ,  $c = 50,9 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 59,7^\circ$ ,  $D_{\text{ber.}} = 1,05$ . Stearolsäure besitzt trotz der gleichen Anzahl der C-Atome eine andere Struktur. Sie scheint triklin zu sein. K. BECKER.

**R. Robinson.** X-ray Crystal Analysis as an Auxiliary in Organic Chemical Research. Nature 116, 45, 1925, Nr. 2906. Verf. bespricht die röntgenographischen Versuche und Ergebnisse an aliphatischen Ketonen und ihre Beziehung zur organischen Strukturchemie.

K. BECKER.

**Ed. Friedel.** Corps smectiques et rayons X. C. R. 180, 269—271, 1925, Nr. 4. Um die schon früher an Oleaten gefundene Tatsache, daß schmierende Körper (corps smectiques) Röntgenstrahlenbeugungsdigramme liefern, weiter zu bestätigen, teilt der Verf. Ergebnisse dieser Art über Äthylazooxybenzoat und Äthylazooxycinnamat mit. Diese Körper sind bei gewöhnlicher Temperatur kristallisiert. Bei einer wohldefinierten höheren Temperatur  $T_1$  werden sie schmierend und bei der Temperatur  $T_2$  amorph. — Unterhalb  $T_1$  zeigen die Körper ein gewöhnliches Kristallradiogramm mit mehreren Gitterkonstanten, von denen die größte besonders stark hervortritt. — Zwischen  $T_1$  und  $T_2$  erhält man das für schmierende Körper charakteristische Radiogramm, das nur in einer Richtung äquidistante Ebenen aufweist. — Oberhalb  $T_2$  entsteht kein Diagramm. Verf. fand folgende Gitterkonstanten:

Substanz	Im schmierenden Zustand	Im kristallisierten Zustand, maximal
Äthyl p-azooxybenzoat . . . . .	19,9 $\text{\AA}$ -E.	16,2 $\text{\AA}$ -E.
Mischung 15:1 von Azooxybenzoat . . . . .		
und Azooxycinnamat . . . . .	20,6	16,2
Äthyl-p-azooxycinnamat . . . . .	23	nicht gemessen

BEHNKEN.

**D. R. Hartree.** The Atomic Structure Factor in the Intensity of Reflexion of X-Ray by Crystals. Phil. Mag. (6) **50**, 289–306, 1925, Nr. 295. Bei der Analyse von komplizierteren Kristallstrukturen mit Hilfe von Röntgenstrahlen ist es wichtig, die sogenannten „*F*-Kurven“ der in Betracht kommenden Atome zu kennen, d. h. die Beziehung zwischen dem Streuvermögen *F* eines Atoms und dem Streuwinkel. *F* ist definiert als das Verhältnis der Amplitude der durch das Atom gestreuten Welle zu der Amplitude der von einem Elektron gestreuten Welle. Unter der Annahme, daß die einzelnen Elektronen eines Atoms im Kristall klassisch streuen, kann die *F*-Kurve eines gegebenen Atoms aus den Dimensionen der inneren Bahnen und aus dem zeitlichen Fortschreiten in den inneren Bahnen berechnet werden. Für einige Atome kann das atomistische Feld angenähert durch numerische Analyse der optischen und Röntgenspektren gefunden werden. Die inneren Bahnen lassen sich dann berechnen. Die Ergebnisse lassen sich verallgemeinern und in eine solche Form bringen, daß für jedes Atom, oder besser Ion, eine angenäherte *F*-Kurve sehr einfach zu berechnen ist. Für einige Ionen werden zahlenmäßige Ergebnisse angegeben. BEHNKEN.

**W. Lawrence Bragg.** The Interpretation of Intensity Measurements in X-Ray Analysis of Crystal Structure. (A Note on the paper „The Atomic Structure Factor in the Intensity of Reflexion of X-Rays by Crystals“ by D. R. Hartree.) Phil. Mag. (6) **50**, 306–310, 1925, Nr. 295. Obwohl der Zusammenhang zwischen dem Strukturfaktor *S* und der Intensität der Reflexion noch dunkel ist, so liefert dennoch eine strenge Methode, die Strukturfaktoren zu berechnen, von selbst einen ausreichenden Führer bei der Strukturanalyse. Wenn die beobachteten Intensitäten und die berechneten Strukturfaktoren den gleichen Gang mit wachsendem Glanzwinkel zeigen, dann muß die angenommene Struktur richtig sein. Der Strukturfaktor hängt sowohl von der Lage der Atome wie von ihrem Streuvermögen ab. Hierin liegt die praktische Bedeutung der vorstehend referierten Arbeit von Hartree. — In früheren Arbeiten wurde meist die Intensität *J* als  $J \sim S^2$  angesetzt. Die Erfahrung zeigt bei sehr starken Reflexionen an sehr vollkommenen Kristallen bessere Annäherung an  $J \sim S$ . Das Gesetz scheint von der ersten Ordnung zu den starken niederen Ordnung übergeht. Zur Erklärung dieser Erscheinung nehmen sowohl Darwin (Phil. Mag. **49**) als Ewald (Phys. ZS. **26**, 29–32, 1925) kleine Kristallregionen von hoher Vollkommenheit an. Hieraus ergibt sich nach Darwin ein hoher Extinktionskoeffizient  $\varepsilon$ . Bragg, James und Bosanquet (Phil.

Mag. **42**) fanden an Steinsalz:  $J \sim \frac{S^2}{\mu + \varepsilon}$ , wobei  $\varepsilon$  proportional zu *J* war, so daß folgt:  $J \sim \frac{S^2}{\mu + \alpha J}$  ( $\alpha = \text{const}$ ). Dies geht für große *J* über in  $J^2 \sim S^2$  oder  $J \sim S$  und für kleine *J* in  $J \sim S^2$ , übereinstimmend mit der Erfahrung. — Ewald zeigt, daß die Breite des Winkelbereichs völliger Reflexion proportional zu *S* ist. Dies liefert für sehr vollkommene Kristalle  $J \sim S$ . Die zur vollständigen Reflexion erforderliche Zahl vollkommener Kristallebenen wächst mit abnehmendem *J*, woraus für schwache Reflexionen höherer Ordnung  $J \sim S^2$  gefolgert werden könnte, wieder im Einklang mit der Erfahrung. — Die wirklichen Streukoeffizienten scheinen mit wachsendem Glanzwinkel schneller zu fallen als die von Hartree berechneten. Dies mag ganz oder zum Teil von der Wärmebewegung der Atome herrühren, die nicht mit berücksichtigt wurde.

BEHNKEN.

**J. Czochralski.** Radiotechnik im Dienste der Metallkunde. ZS. f. anorg. Chem. **144**, 263–266, 1925, Nr. 3. Es wird mitgeteilt, daß mikroskopische kleine

Siliciumkristallchen, die in Aluminiumlegierungen auskristallisiert sind, die Detektoreigenschaft nicht besitzen. Ebenso versagen verletzte Siliciumkristallchen. G. SACHS.

**Marya Kahanowicz.** Punti di trasformazione di alcuni metalli e leghe in rapporto al potere emissivo. *Lincei Rend.* (5) **30** [2], 178—182, 1921, Nr. 5/6. Es wird eine Strahlungsmethode zum Nachweis von Umwandlungspunkten von Metallen beschrieben: die Metallfolien befinden sich in einem elektrischen Ofen, im Kontakt mit einem die Temperatur  $T$  messenden Thermoelement; die Strahlung der Metallfolie  $E$  wird mit einem Féry-Pyrometer gemessen.  $E/T^4$  wird als Funktion von  $T$  aufgetragen, die Kurve zeigt an Knicken (in verschiedener Richtung für positive und negative Wärmetönungen) Reaktionen der Oberfläche, z. B. Oxydation, oder innere Umwandlungen an. Nach den Angaben scheint die Methode sehr empfindlich und bequem zu sein.

W. GERLACH.

**G. I. Taylor and C. F. Elam.** The Plastic Extension and Fracture of Aluminium Crystals. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **108**, 28—51, 1925, Nr. 745. Die Arbeit bringt eine ausführliche Beschreibung der Orientierungsänderungen und Spannungsverhältnisse in Al-Kristallen während des Dehnungsvorganges bis zum Bruch. Die Orientierungsänderungen wurden an der Hand von Gleitebenenpuren auf der Oberfläche vierkantiger Stäbe und mit Hilfe von Röntgenstrahlen verfolgt. Aus den Versuchen einer früheren Arbeit [Proc. Roy. Soc. London (A) **102**, 643—647, 1923] war geschlossen worden, daß sich die Dehnung von Kristallen beschreiben läßt als Gleitung auf Oktaederflächen [111] in Richtung einer der drei möglichen Würfflächendiagonalen [110], wobei in der Regel zunächst eine Gleitfläche wirksam ist, im späteren Verlauf der Gleitung jedoch zwei symmetrisch zur Kraftachse gelegene Gleitflächen miteinander konkurrieren. Hierbei stellt sich allmählich eine kristallographische Richtung [112] in die Kraftachse ein. Unter der Voraussetzung, daß stets jenes Gleitsystem in Tätigkeit tritt, wo die Schubspannung in der Gleitfläche — genauer ihre Komponente in der Gleitrichtung — von denen aller möglichen Gleitsysteme den höchsten Wert hat, läßt sich der Gleitvorgang bei jeder beliebigen Anfangsorientierung des Kristalls voraussagen. Verschieden orientierte Kristalle unterscheiden sich beim Dehnungsvorgang nur darin, daß der Betrag der Gleitung auf einem einzigen System bis zum Eintritt der abwechselnden Gleitung auf zwei Gleitflächen verschieden groß ist. Insbesondere gibt es Sonderlagen, bei denen die Gleitung sofort zum abwechselnden Gleiten führt. Die Gleitung auf der zuerst in Tätigkeit tretenden Fläche geht stets etwas weiter als sie nach der Berechnung gehen sollte, d. h. in dieser Fläche reicht schon eine etwas geringere Spannung als in anderen Flächen zur Fortsetzung der Gleitung aus. Die Dehnung ist zuerst sehr gleichmäßig über die ganze Länge des Stabes verteilt. Nach einem größeren Dehnungsbetrag entsteht dann bei Erreichung der Höchstlast eine örtliche Einschnürung, und der Stab geht zu Bruch. Die Höchstlast läßt sich aus dem Verlauf der Spannungs-Formänderungskurve berechnen. Die Durchrechnung zeigte, daß der Anstieg der Schubspannungs-Dehnungskurve der Kristalle so steil ist, daß sich eine Einschnürung — soweit die Kurve überhaupt festgestellt ist (für einen Kristall bis 93,6 Proz. Dehnung) — bei Gleitung auf einem Gleitflächensystem nicht ausbilden kann. G. SACHS.

**C. Bieler-Butticaz.** Etude du frottement intérieur de minces fils d'invar aux hautes températures. *Verh. Schweiz. Naturf. Ges. Luzern* 1924, S. 108. [S. 1560.] BERNDT.

**F. Saeftel und G. Sachs.** Festigkeitseigenschaften und Struktur einiger begrenzter Mischkristallreihen. Untersuchungen an den silberreichen

festen Lösungen der Systeme Ag—Mg, Ag—Al, Ag—Sb, Ag—Sn, Ag—Zn, Ag—Cd und Ag—Mn. ZS. f. Metallkde. **17**, 155—161, 258—264, 294—298, 1925, Nr. 5, 8, 9. Es werden die mechanischen Eigenschaften vieler silberreicher Mischkristalle mitgeteilt. Der Beginn mechanischer Entfestigung (Härteabnahme) wird durch Zusätze, die vom Silber in fester Lösung aufgenommen werden, ausnahmslos zu höheren Temperaturen hinaufgeschoben, die Temperatur beginnender Kornvergrößerung aber teilweise erhöht, teilweise erniedrigt. Bei den Legierungen ist also der Temperaturbereich, in dem der Stoff praktisch völlig ausgeglüht werden kann, enger als beim reinen Silber; unter Umständen muß, um Kornvergrößerung zu vermeiden, unvollständige Entfestigung in Kauf genommen werden. Außer der Härte wurden einige Torsionszahlen und alle mechanischen Größen bestimmt, die bei gewöhnlichen Zugversuchen an Drähten von 1,88 mm Durchmesser gemessen werden können. Aus diesen läßt sich die Kurve: wahre Spannung—Querschnittsverminderung der betreffenden Stoffe, angenähert konstruieren und die nicht unmittelbar festgestellte Zerreißspannung annähernd berechnen. — Mit Hilfe der mechanischen und einiger Gefügeuntersuchungen ließen sich einige Zustandsschaubilder verbessern: Im System Ag—Mg reicht eine begrenzte Mischkristallreihe ununterbrochen von 0 bis 30 At.-Proz. Mg, im System Ag—Al reicht das Mischkristallgebiet bei Raumtemperatur mindestens bis 18 At.-Proz. Al, im System Ag—Zn mindestens bis 30 At.-Proz. Zn. — Beziiglich der Veränderung mechanischer Eigenschaften durch Zusätze, die in fester Lösung aufgenommen werden, ergibt sich grundsätzlich folgendes: Der Verformungswiderstand — z. B. die Härte und die Festigkeit —, werden in der Regel erhöht; in einigen Fällen, wie durch kleine Zusätze von Cd und Zn, ist die Veränderung jedoch kaum nachweisbar. Das Formänderungsvermögen — z. B. die Bruchquerschnittsverminderung und die Torsionszahl — wird herabgesetzt, und zwar um so stärker, je höher die Härte der Legierung ist. Der Trennungswiderstand wird nur wenig verändert — bis zum 1,5-fachen Wert des reinen Silbers — und läuft annähernd dem Verformungswiderstand parallel. Die Dehnung verhält sich höchst eigenartig, indem sie in den meisten Fällen mit steigenden Zusätzen erst durch ein Minimum, dann durch ein Maximum geht. Für die Kennzeichnung des Formänderungsvermögens eines Stoffes erweist sich daher die Dehnung nicht als allgemein brauchbar. Hierfür kommt von den beim Zugversuch bestimmten Größen am meisten die Bruchquerschnittsverminderung in Betracht. G. SACHS.

**Henry S. Rawdon and Frederick Sillers, Jr.** Observations on the transformation in austenitic steel as induced by cooling in liquid air. Phys. Rev. (2) **25**, 898, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Röntgenuntersuchungen an einem geglühten austenitischen Nickelstahl (26,7 Proz. Ni, 0,27 Proz. C), der in flüssiger Luft martensitisch wird, zeigen, daß sich hierbei nur ein Bruchteil der im Austenit vorliegenden  $\gamma$ -Modifikation des Eisenmischkristalls in  $\alpha$  umwandelt. Einige schon in den Aufnahmen des geglühten Materials auftretende  $\alpha$ -Linien verstärken sich in flüssiger Luft auf Kosten von  $\gamma$ -Linien. G. SACHS.

**Henry S. Rawdon and Peter Hidnert.** Observations on the „hydrogen point“ in iron. Phys. Rev. (2) **25**, 898, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird mitgeteilt, daß die bei Eisen zwischen 325 und 380° C auftretenden thermischen Effekte stark sind, wenn das Eisen in  $H_2$  geglüht wird, hingegen schwach, wenn die Glühung im Vakuum vorgenommen wird. Eine Modifikationsänderung von Eisen bei diesen Temperaturen ist daher nicht anzunehmen. G. SACHS.

**Gustav F. Hüttig und Fritz Brodkorb.** Zur Kenntnis des Systems Chrom-Wasserstoff. ZS. f. anorg. Chem. **144**, 341—348, 1925, Nr. 4. Versuche an elektro-

lytisch niedergeschlagenen, wasserstoffhaltigen Chrompräparaten zeigen, daß Wasserstoff das Gitter des Chroms ohne Änderung der Gitterform aufweitet. Beim Lagern geben die Chrompräparate langsam Wasserstoff ab, und bei Erhitzung auf etwa 58° geht der Wasserstoff schnell bis auf einen Rest aus dem Chrom heraus. Das wasserstoffreichste Präparat enthielt 0,45 Gew.-Proz. H<sub>2</sub>. Ferner wurde die Dichte von 99,5 bis 99,7 proz., wasserstofffreiem Chrom zu  $7,138 \pm 0,003$  bei 25° C und  $7,156 \pm 0,001$  bei — 50° bestimmt.

G. SACHS.

**L. M. Dennis and A. W. Laubengayger.** Germanium. XI. Germanium Glasses. Preliminary Note. Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 1945—1947, 1925, Nr. 7. Es wurden Gläser geschmolzen, in denen die Kieseläsäure durch Germaniumdioxyd ersetzt war. Um die Wirkung des Ersatzes von SiO<sub>2</sub> gegen GeO<sub>2</sub> im Glas genau beobachten zu können, stellte man vier Sorten SiO<sub>2</sub>-Gläser her (Schwerflint-, Flint-, Boratkron- und Bariumkrongläser) und ebenfalls vier ganz gleich zusammengesetzte Gläser, in denen jedoch alles SiO<sub>2</sub> durch äquimolekulare Mengen GeO<sub>2</sub> ersetzt war. Die Germaniumgläser schmelzen leichter als die Kieseläsäuregläser; in der Farbe unterschieden sich die entsprechenden Sorten nicht. Der Brechungsindex der GeO<sub>2</sub>-Gläser liegt stets höher. Es sollen die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Germaniumgläser noch genauer untersucht werden. Auch reines Germaniumdioxyd wurde geschmolzen; es zeigt ähnliche Eigenschaften wie geschmolzener Quarz.

TEPOHL.

**Alfred J. Stamm and The Svedberg.** The use of scattered light in the determination of the distribution of size of particles in emulsions. Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 1582—1596, 1925, Nr. 6. Eine Suspension oder Emulsion streut um so mehr Licht seitwärts, je größer die streuende Fläche, die Streuung ist also  $n r^2$  ( $n$  = Teilchenzahl,  $r$  = Teilchenradius) proportional. Wird eine Emulsion (z. B. Benzol in Wasser) sedimentiert, so ist die Trennungsfäche unscharf infolge Inhomogenität der Teilchen bezüglich ihrer Größe. Die photographische Aufnahme des gestreuten Lichtes ändert sich also kontinuierlich von oben nach unten. Aus dem Verlauf der Intensität mit der Höhe läßt sich die Verteilungsdichte der Teilchen auf die verschiedenen Radien mathematisch ermitteln. Die mittlere Größe liegt bei verschiedenen Seifen als Emulgazioni auf gleicher Stelle. Mit zunehmender Benzolkonzentration verschiebt sich die maximal vertretene Größe nach größeren Radien hin. Die Verteilungskurven stimmen mit den mikroskopisch ermittelbaren Kurven gut überein.

GYEMANT.

## 5. Elektrizität und Magnetismus.

**Alfred W. Simon.** Electrostatic voltage Multipliers. Journ. Opt. Soc. Amer. **10**, 669—674, 1925, Nr. 6.

SCHEEL.

**P. Joye et J. Berther.** Sur la détermination des pertes des condensateurs aux fréquences industrielles. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. **16**, 113—131, 1925, Nr. 3. „Die Autoren entwickeln eine Methode der Messung der Verluste in Kondensatoren, basierend auf der Resonanz zwischen Transformatorwicklungen und der zu untersuchenden Kapazität. Diese verhältnismäßig einfach anzuwendende Methode besteht in der Messung der den Kondensator durchfließenden Sekundärstromstärke, wie auch der Primärstromstärke und Spannung bei Resonanz. Die Verluste im Kondensator können darauf an Hand einer einfachen Formel berechnet werden, zu deren Aufstellung angenommen wurde, daß ein Ohmscher Widerstand entweder

in Serie oder parallel zum Kondensator liegt. Die Versuche wurden mittels eines Transformators großer Streuung (offener Magnetkreis) und einem Transformator mit geschlossenem Magnetkreis ausgeführt. Die im Transformator auftretenden Verluste werden durch Kurven dargestellt. — Um die auf diesem Wege gemessenen Verluste kontrollieren zu können, wurden dieselben auch direkt mittels Wattmeter bestimmt. Diese Messungen sind im zweiten Teil der Arbeit beschrieben.“

SCHEEL.

**Franz Hochheim.** Weitere Beiträge über die Benutzung eines selbsttätigen Wechselkontakte und die Bestimmung sehr kleiner Kapazitäten. ZS. f. phys. Unterr. 35, 201—211, 1922, Nr. 5.

SCHEEL.

**J. Kopeliovitch.** Vereinfachte harmonische Analyse periodischer Kurven. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. 16, 409—421, 1925, Nr. 7. „Mit zunehmender Bedeutung der Analyse der Spannungskurven in Wechselstromanlagen hat man sich immer öfter mit dieser Aufgabe zu beschäftigen. Der Verf. faßt kurz die Schwierigkeiten bzw. Nachteile zusammen, welche verschiedene bekannte Methoden der harmonischen Analyse haben und gibt ein vereinfachtes graphisches Verfahren an, welches bei öfteren Analysen große Zeitersparnis zu erreichen erlaubt. Die Methode besteht in der Verwendung von Formularen, die die Formeln und vereinigten Koeffizienten der harmonischen Zerlegung nach Runge enthalten. Die Anordnung dieser Formulare ist so getroffen, daß man in einer sehr einfachen Weise alle Ordinaten summierungen durchführen kann. Die Anzahl der auszuführenden Produkte ist durch zweckmäßige Vereinigung der Koeffizienten auf ein Minimum reduziert. In den Formularen braucht man nur die ausgerechneten Größen einzuschreiben, und ihre übersichtliche Anordnung ermöglicht eine rasche Kontrolle der Resultate.“

SCHEEL.

**Jan Stock.** Nouvel analyseur de vibrations électriques. C. R. séances Soc. Pol. de phys. 1925, Fasc. 3, S. 32—38. (Polnisch mit französischer Übersicht.) Es wird eine Schaltung beschrieben, die gestattet, mittels Braunscher Röhre gleichzeitig mehrere Schwingungskurven sichtbar zu machen, z. B. Strom und Spannung einer Schwingung; hierzu werden die einzelnen Stromkreise mittels rotierender Kontakte in rascher Folge nacheinander an die Ablenkungsspulen der Röhre angeschlossen; gleichzeitig wird durch einen mitrotierenden Schleifwiderstand der Kathodenstrahlfleck durch ein Paar zu den ersten senkrecht stehende Ablenkungsspulen senkrecht zur Schwingungsbewegung hin und her abgelenkt. Die Abhandlung bietet nichts wesentlich Neues.

BOEKER.

**Ralph E. Marbury.** A new Method and Means for Measuring Dielectric Absorption. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 44, 718—723, 1925, Nr. 7. Wird ein Kondensator mittels einer Gleichspannung geladen, dann durch Kurzschluß seiner Belegungen entladen, und wird dieser Kurzschluß hierauf wieder entfernt, so bildet sich infolge der dielektrischen Absorption an den Belegungen eine Spannung aus, deren Höhe von der Höhe der Ladespannung, von der Ladezeit und von den Eigenschaften des Dielektrikums abhängt. Verf. hat bei derartigen Untersuchungen festgestellt, daß man die Messung der dielektrischen Absorption zur Beurteilung der Güte und Brauchbarkeit von Isolationsmaterialien benutzen kann und beschreibt einen „dielektrischen Verlustmesser“ (Dielectric Lag Meter), welcher ermöglicht, den zu untersuchenden Kondensator mit verschiedenen Ladezeiten und Ladespannungen aufzuladen und die der Absorption entsprechende Spannung zu messen. Der Apparat kann zu folgenden Arten der Absorptionsmessung, welche von besonderer Bedeutung sind, verwendet werden: 1. Messung der Absorptionsspannung in Abhängigkeit von

der Ladezeit, 2. Messung dieser Spannung in Abhängigkeit von der Ladespannung, 3. Aufnahme von Entladungskurven, welche die Entladung des Kondensators über einen Widerstand charakterisieren. Zur Erläuterung der Methode berichtet Verf. über einige Versuche an „Modellkondensatoren“ (Kombinationen von Kondensatoren und Widerständen), an Papierkondensatoren (vor und nach Trocknung des Dielektrikums) und an technischen Kondensatoren. Es zeigt sich, daß der Einfluß der Feuchtigkeit auf die Größe der dielektrischen Absorption sehr groß ist, und daß der Verlauf der Kurven bei den untersuchten Modellkondensatoren mit dem, welcher sich aus der Maxwell'schen Absorptionstheorie ergibt, qualitativ übereinstimmt. GEYGER.

**C. Constançon.** A Low Frequency Oscillator. *Nature* **116**, 244, 1925, Nr. 2911. Verf. beschreibt in einer kurzen Mitteilung eine einfache Röhrensenderschaltung zur Erzeugung niederfrequenter Wechselströme, bei der Gitter- und Anodenkreis durch eine gegenseitige Induktivität mit Eisenkern und kapazitiv gekoppelt sind. Die Regelung der Frequenz geschieht hier — im Gegensatz zu den gebräuchlichen Anordnungen dieser Art — nicht durch Verschieben des Eisenkerns in den Spulen, sondern durch Verändern der Stromstärke eines Gleichstroms, welcher eine den Eisenkern umgebende Hilfswicklung durchfließt. Die Anordnung soll gewisse Vorteile bieten. Ihre Einzelheiten will Verf. in einer späteren Arbeit besprechen. GEYGER.

**Wilhelm Geyger.** Über die Verwendung sekundär belasteter Lufttransformatoren bei Wechselstromkompensationsmessungen. *Arch. f. Elektrot.* **15**, 174—189, 1925, Nr. 2. Es wird auf die Möglichkeit hingewiesen, bei Wechselstromkompensationsmessungen an Stelle eines bei abgeglichenen Meßanordnung sekundär unbelasteten Variators für gegenseitige Induktion einen in der Kopplung unveränderlichen, sekundär belasteten Lufttransformator zu verwenden, in dessen Sekundärkreis ein mit Abgreifkontakte versehener Kompensationswiderstand (Kompensationsapparat oder Schleifdraht) eingeschaltet ist. Die durch die Belastung verursachte Phasenabweichung von der erforderlichen 90°-Phasenverschiebung zwischen Primärstrom und Kompensationsspannung läßt sich nach einfachen Formeln berechnen und gegebenenfalls als konstante Korrektur in Rechnung setzen, darf aber bei zweckmäßiger Dimensionierung des Transformators in den meisten Fällen vernachlässigt werden, so daß sie bei den eigentlichen Kompensationsmessungen überhaupt nicht berücksichtigt zu werden braucht. Andererseits läßt sich diese Phasenabweichung bei Anwendung geeigneter Kunstschaltungen im Sekundärkreis je nach Bedarf vergrößern, verkleinern oder auf Null bringen. Was den Primärkreis des Lufttransformators anbetrifft, so sind bei den in Betracht kommenden sehr schwachen sekundären Belastungen die äquivalenten Werte des Ohmschen Widerstandes und der Induktivität des Transformators gleich den entsprechenden Werten seiner primären Spule. — Die Anwendung des neuen Meßprinzips bietet gegenüber den bisher üblichen Methoden folgende meßtechnische Vorteile: 1. Fortfall der Eichkurven, unmittelbare Ablesung der jeweilig wirksamen gegenseitigen Induktivität. 2. Meßgenauigkeit und zeitliche Konstanz der Eichung sind bedeutend größer, da der Lufttransformator konstruktiv als Präzisionsnormal ausgebildet werden kann. 3. Die Phaseneinstellung der Kompensationsspannung kann durch Regelung der Phase des Sekundärstromes bewerkstelligt werden, wobei die Phase des Primärstromes unverändert bleibt. 4. Der durch die Einwirkung eines äußeren Wechselfeldes unter Umständen verursachte prozentuale Fremdfeldfehler ist bei der neuen Meßanordnung konstant und unabhängig von der eingestellten Kompensationsspannung, während er bei der bisherigen Anordnung um so größer ist, je kleiner die eingestellte Kompensationsspannung ist. Der letztgenannte Vorteil hat allerdings praktisch weniger Bedeutung, da bei Benutzung einer astatischen Spulen-

anordnung, entsprechend der Anordnung des Déguienneschen „Phasenschlittens“, eine störende Beeinflussung durch äußere magnetische Wechselfelder vermieden werden kann. — Voraussetzung für die Anwendbarkeit der beschriebenen Meßanordnung ist die richtige Dimensionierung und ein zweckmäßiger Aufbau der Lufttransformatoren. Der Kupplungsfaktor ist in allen Fällen möglichst groß zu wählen. Bei der Berechnung der Transformatoren sind die folgenden Werte maßgebend: 1. Die Größe der bei einer gegebenen Kompensations- oder Brückenschaltung noch zulässigen Phasenabweichung. 2. Die erforderliche Größe der in dieser Meßanordnung wirksamen gegenseitigen Induktivität. 3. Die Induktivität der primären Spule. Der konstruktive Aufbau des Lufttransformators entspricht dem eines Präzisionsnormales der gegenseitigen Induktion. Zur Vermeidung kapazitiver Störungen wird zwischen Primär- und Sekundärspule ein elektrostatischer Schutz angebracht, welcher bei den Messungen stets zu erden ist. Die in vorliegender Arbeit als Beispiele beschriebenen Meßanordnungen sind den gebräuchlichen Kompensations- und Brückensmethoden angepaßt. — Das neue Meßprinzip kann ganz allgemein bei jeder Kompensations- und Brückenschaltung angewendet werden, bei der sonst ein bei Stromlosigkeit des Nullinstruments sekundär unbelasteter Variator für gegenseitige Induktion benutzt wird. Besonders vorteilhaft ist eine einfache Anordnung zur Messung gegenseitiger Induktivitäten. Sie ergibt z. B. eine beträchtliche Zeittersparnis, wenn es sich darum handelt, Variatoren bei zahlreichen Spulenstellungen zu eichen. Die Anwendung des Meßprinzips bei komplexen Wechselstromkompensatoren führt zu einfachen und bequem zu handhabenden Meßeinrichtungen. Es wird hier auf den Schleifdraht-Wechselstromkompensator von Hartmann und Braun hingewiesen, welcher das praktische Endergebnis vorliegender Untersuchungen darstellt.

GEYGER.

**A. Pagès.** Méthode potentiométrique pour la comparaison en module et en phase des faibles tensions et intensités en courant alternatif. *Journ. de phys. et le Radium* (6) 6, 52 S—53 S, 1925, Nr. 4. [Bull. soc. Franç. de phys. Nr. 215.] Nach einem kurzen Hinweis auf die Wechselstrom-Kompensationsmethoden von Drysdale und Larsen macht Verf. den Vorschlag, die zu messende und die zur Kompensation dienende Spannung nicht unmittelbar gegeneinander zu kompensieren, sondern unter Zwischenschaltung von zwei Elektronenröhren auf Amplituden- und Phasengleichheit einzustellen. Die zu messende Spannung wird dem Gitter der einen Röhre, die Kompensationsspannung dem Gitter der anderen Röhre zugeführt, während die Anodenstromkreise derart in Reihe geschaltet sind, daß das Nulltelephon von der Differenz der beiden Anodenströme durchflossen und bei Amplituden- und Phasengleichheit derselben stromlos wird. Die Anordnung soll den Hauptvorteil haben, daß der Stromkreis des Meßobjektes und der Stromkreis der Kompensationseinrichtung nicht von Kapazitätsströmen durchflossen werden, welche bei den gebräuchlichen Kompensationsanordnungen zu Meßfehlern Veranlassung geben können. Außerdem ist es möglich, die Verstärkereigenschaften der Röhren zu benutzen, um eine erhöhte Einstellungsempfindlichkeit zu erzielen.

GEYGER.

**Georges Alemany.** Note sur une méthode pratique de vérification des transformateurs de mesure. *Revue générale de l'électricité* 18, 515—518, 1925 Nr. 13. Nach einem kurzen Hinweis auf die Anforderungen, die an Meßwandler gestellt werden müssen, beschreibt Verf. eine Methode zur Untersuchung von Strom- und Spannungswandlern, bei welcher der zu untersuchende Meßwandler in einer Meßanordnung mit zwei Einphasen-Induktionszählern mit einem Normalwandler verglichen wird, dessen Fehlerkurven, betreffend Übersetzungsfehler und Phasenabweichung, bekannt sind. Zur Untersuchung von Stromwandlern werden die primären Spulen

des Meßobjektes und des Normalwandlers in Reihe geschaltet und die sekundären Spulen einzeln mit den Hauptstromspulen der Zähler verbunden, während die Spannungskreise der Zähler von einer Hilfsspannung gespeist werden. Bei Spannungswandleruntersuchungen werden die Primärspulen von Meßobjekt und Normalwandler parallel geschaltet und die Sekundärspulen einzeln an die Spannungsspulen der Zähler gelegt, während die hintereinander geschalteten Hauptstromspulen der Zähler von einem Hilfsstrom durchflossen werden. Umschaltvorrichtungen ermöglichen die Zähleranschlüsse schnell hintereinander zu vertauschen. Es werden Berechnungsformeln für verschiedene Versuchsverhältnisse abgeleitet.

GEYGER.

**W. Grösser und R. Sonnenschein.** Schutzvorrichtung für Galvanometer bei Isolationsmessungen gegen Schäden durch Isolatordurchschlag. Arch. f. Elektrot. 15, 190—192, 1925, Nr. 2. Bei der Untersuchung des Isolationswiderstandes hochwertigen Isolationsmaterials mit Gleichspannung von mehreren tausend Volt, wurde zum Schutze des dabei verwandten hochempfindlichen Galvanometers eine Schutzvorrichtung gebaut, an die drei wesentliche Anforderungen gestellt wurden: Sie sollte die Strommessung selbst nicht störend beeinflussen, sollte bei einem Funkenüberschlag den hierbei entstehenden, das Instrument gefährdenden Strom möglichst vollständig um dieses herumführen und sollte schließlich unmittelbar darauf die Hochspannungsquelle gänzlich abschalten. Da die Vorrichtung infolge der geringen Wärmekapazität der Galvanometerspulen und Stromzuführungen außerordentlich schnell ansprechen muß, liegt es nahe, eine mit Edelgas gefüllte Glimmröhre zu verwenden, wie sie von F. Schröter (Elektrot. ZS. 1923, S. 1016) zum Schutze von Fernmeldeanlagen gegen Überspannung empfohlen wurde. Um den beiden ersten der aufgestellten Forderungen zu genügen, braucht man prinzipiell nur eine solche Glimmröhre zum Galvanometer parallel zu legen. Da bei der normalen Messung der Spannungsabfall am Galvanometer nur von ganz geringer Größe ist, so bleibt die Röhre stromlos, der gesamte zu messende Strom fließt durch das Galvanometer. Schlägt jedoch der zu prüfende Isolator durch, so entsteht an der Röhre ein beträchtlicher Spannungsabfall, eine Entladung setzt ein und führt einen großen Teil des Stromes um das Galvanometer herum. Um die dritte Forderung zu befriedigen, hat man nur den in der Glimmröhre fließenden Strom mittels eines Relais zur Abschaltung der Hochspannungsquelle zu benutzen. Praktisch ergeben sich hierbei einige Schwierigkeiten, die jedoch durch geeignete Wahl der Widerstandsverhältnisse überwunden werden können. In zwei Abbildungen sind Schaltanordnung und Ausführungsform der ausführlich beschriebenen Galvanometerschutzvorrichtung wiedergegeben. Der Fehler in der Strommessung, der durch den Einbau des Apparates entstehen kann, ist, da die Spannung an der Lampe so klein bleibt, daß kein Ionenstrom sich ausbilden kann, nur abhängig von dem Isolationswiderstand des Glimmlampenkreises. Da dieser leicht auf über  $5 \cdot 10^6$  Ohm gebracht werden kann, so beträgt bei einem Widerstand des Galvanometerkreises von 50 000 Ohm der Fehlerstrom höchstens 1 Proz. des zu messenden Stromes, ist also ohne jede Bedeutung. Ein anderer Fehler könnte noch durch Kriechströme entstehen, die ihren Weg von dem hochspannungsführenden Teil über das Galvanometer nehmen, doch lassen sich diese Teile ohne Schwierigkeiten zuverlässig abschirmen. Ein Vorteil des Apparates besteht darin, daß er keinerlei Störungen in die Messung hineinbringt, die zur Anwendung lästiger Korrekturen zwingen würden.

GEYGER.

**L. Dunoyer et P. Toulon.** Sur l'interprétation des phénomènes de gaine dans les relais à arc. C. R. 179, 522—525, 1924, Nr. 11. Die Verff. haben ihre früheren Versuche fortgesetzt und geben nun eine Erklärung des durch die

Brennerrohr gelegte) Hilfselektrode gesteuerten Hg-Bogens. Danach bedeckt sich die Innenwand des Leuchtrohres mit positiven Hg-Ionen oder Elektronen, je nach der vorliegenden Schaltung. Unter Berücksichtigung der Phasenverhältnisse zwischen Anode, Hilfselektrode und Kathode werden dann die früheren (diese Ber. S. 269, 393, 477) Erscheinungen verständlich.

KNIPPING.

**Gustav Heckmann.** Bemerkung zur Gittertheorie der Piezoelektrizität. ZS. f. Phys. 33, 646—647, 1925, Nr. 8. [S. 1576.]

SCHEEL.

**J. Ehrenfeucht.** La lumière de Drummond comme source de lumière ultraviolette à spectre continu. C. R. Séanc. Soc. Pol. de Phys. 5, 37—43, 1925, Nr. 5. (Polnisch mit französischer Übersicht.) Drummondsches Licht (Leuchtgas-Sauerstoff) sendet kontinuierliches Ultraviolett bis etwa 2200 Å.-E. aus, am besten Zirkonoxyd, weniger gut Magnesiumoxyd oder Calciumcarbonat, welch letzteres bei 3080 und 2817 Å.-E. Bandenköpfe zeigt. Ausmessung der Spektren mit dem Mikrophotometer von Koch-Goos.

KNIPPING.

**R. Serini.** Capacità del condensatore elettrico a piatti circolari infinitamente sottili. Lincei Rend. (6) 1, 527—533, 1925, Nr. 9. Im Anschluß an zwei frühere Arbeiten des Verf. [Lincei Rend. 1920 und 1921] wird die Kapazität eines Kreisplattenkondensators, dessen eine Platte zur Erde abgeleitet ist, zu

$$C = \frac{a}{4h} + \frac{2}{\pi} a \varphi(2h) \text{ mit } h = \frac{l}{a} \text{ und } 0 < \varphi(2h) < 1$$

berechnet, wobei  $a$  den Radius und  $l$  den Plattenabstand bedeutet. Mithin ergibt sich für den relativen Fehler der elementaren Berechnung, die bekanntlich  $C_1 = \frac{a}{4h}$  liefert, die Abschätzung  $\frac{C - C_1}{C} < \frac{8h}{\pi}$ , so daß z. B. für  $h = 0,01$  der relative Fehler sicherlich kleiner als 3 Proz. bleibt.

HARRY SCHMIDT.

**D. M. Wrinch.** On the Electric Capacity of Certain Solids of Revolution. Phil. Mag. (6) 50, 60—70, 1925, Nr. 295. Die untersuchten Rotationskörper sind durch die Gleichungen

$$\begin{aligned} z &= a(\cos u + k \cos 2u), \\ \varrho &= a(\sin u - k \sin 2u) \end{aligned}$$

mit  $0 \leq k \leq \frac{1}{2}$  gegeben; ihre Erzeugenden sind gewisse zyklische Kurven, sogenannte Hypotrochoiden. Mittels der Transformation

$$\begin{aligned} z + i\varrho &= a(e^{iu} + k e^{-2iu}) \\ w &= u + iv \end{aligned}$$

sind die Rotationsflächen durch  $v = 0$  gegeben, und die Laplacesche Gleichung nimmt die Gestalt

$$\frac{\partial}{\partial u} \left\{ \varrho \frac{\partial V}{\partial u} \right\} + \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \varrho \frac{\partial V}{\partial v} \right\} = 0$$

an, wobei  $V$  das gesuchte Potential bedeutet. Auf dem Konduktor soll die Einheit des Potentials herrschen. Mit dem Ansatz

$$V = \sum_0^{\infty} k^r \cdot f_r(\mu, \eta) \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} f_0(\mu, \eta) &= \eta = ev \\ \mu &= \cos u \end{aligned}$$

berechnet sich

$$f_1(\mu, \eta) = \frac{3}{5} P_1(\mu) (\eta^4 - \eta^2),$$

sowie allgemein, falls

$$f_r(\mu, \eta) = \sum b_{ns} P_n(\mu) \eta^s$$

gesetzt wird,

$$f_{r+1}(\mu, \eta) = \sum \frac{2}{2n+1} b_{ns} \cdot \left\{ \frac{(n(s-n+1)(s+n+1)}{(s-n+3)(s+n+2)} (\eta^{s+3} - \eta^n) \right. \\ \left. + \frac{(n+1)(s-n)(s+n+2)}{(s-n+1)(s+n+4)} (\eta^{s+3} - \eta^{n+2}) \right\}.$$

So ergibt sich z. B.  $f_3(\mu, \eta)$  in der Form

$$f_3(\mu, \eta) = P_1(10a_3 \eta^{10} + 8a_3 \eta^8 + 6a_3 \eta^6 + 4a_3 \eta^4 + 2a_3 \eta^2) \\ + P_3(10b_3 \eta^{10} + 8b_3 \eta^8 + 6b_3 \eta^6 + 4b_3 \eta^4).$$

Die Kapazität berechnet sich zu

$$C = a \{ 1a_0 + 1a_2 k^2 + 1a_4 k^4 + 1a_6 k^6 + \dots \},$$

wofür mit praktisch ausreichender Genauigkeit

$$C = a (1a_0 + 1a_2 k^2 + 1a_4 k^4),$$

$$\text{d. h. } C = a (1 - 0,06857 k^2 - 0,00559 k^4)$$

gesetzt werden kann, und für die Flächendichte  $\sigma$  ergibt sich die Beziehung

$$4\pi\sigma = - \frac{\left\{ \eta \frac{\partial}{\partial \eta} [f_0(\mu, \eta) + kf_1(\mu, \eta)] + \dots \right\}}{\left| \frac{ds}{du} \right|},$$

falls  $ds$  das Bogenelement der Erzeugenden bedeutet.

HARRY SCHMIDT.

**Hugo Fricke and Sterne Morse.** Electric capacity and conductivity of blood for frequencies between 800 and  $4,5 \cdot 10^6$  cycles. Phys. Rev. (2) 25, 895–896, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) ZICKNER.

**A. C. Caswell.** On the thermo-electric properties of pure metals and alloys. Phys. Rev. (2) 26, 286, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Ausnahme von Al, Fe und Sn will Verf. die EMK von Thermoelementen, gebildet aus gepreßtem und ungepreßtem Material, darstellen durch die Gleichung:

$$E = \alpha p t (1 + bp) (1 + ct),$$

wobei jedoch nähere Angaben über die Bedeutung der einzelnen Größen nicht gemacht werden ( $p$  in  $\text{kg/cm}^2$ ). FEUSSNER.

**L. J. Neuman.** Thermo-electric effects due to mechanical treatment; Benediks effect. Phys. Rev. (2) 26, 286–287, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Thermoelktrische Spannungen bis zu 2,6 Mikrovolt/Grad zwischen gewalztem und ungewalztem Material wurden gefunden. Gelegentlich zeigte sich, daß bei weiterem Walzen die EMK gegen unbeanspruchtes Material wieder abnahm. Nicht in allen Fällen wurde derselbe Zustand wie zu Anfang durch Altern wieder erreicht.

FEUSSNER.

**E. D. McAlister.** Parasitic thermo-electric forces in homogeneous metals due to a changing temperature gradient. Phys. Rev. (2) 26, 286, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. stellte die (schon bekannte) Tatsache fest, daß in homogenem Material eine thermoelktrische Kraft nur dann entsteht, wenn die Flamme längs des Drahtes bewegt wird, und sich umkehrt, wenn die Bewegungsrichtung der Flamme sich ändert.

FEUSSNER.

**Paul Cloke.** Resistance of Copper at High Temperature. *Electr. World* **86**, 224—225, 1925, Nr. 5. Verf. bestimmt den Temperaturkoeffizienten von Handelskupfer, ohne jedoch nähere Angaben über die Zusammensetzung zu machen, und findet durch Einzeichnung in Logarithmenpapier, daß der Widerstand des Kupfers bis  $600^{\circ}\text{C}$  sich proportional  $T^{1,049}$ , über  $600^{\circ}$  proportional  $T^{1,243}$  ändert. FEUSSNER.

**W. Geiss und J. A. M. v. Liempt.** Elektrische Messungen an Metallen von großer Reinheit. *ZS. f. Metallkde.* **17**, 194—197, 1925, Nr. 6. Verff. messen an reinem W, Mo und Ni den spezifischen elektrischen Widerstand und seinen Temperaturkoeffizienten, wobei sie unter „reinem Metall ein solches verstehen, dessen Raumgitter weitgehend frei von Fremdatomen ist“. Alle drei Metalle wurden aus der Gasphase niedergeschlagen, W und Mo einkristallin, Ni polykristallin. Es ergab sich, daß im Gegensatz zu der Behauptung von P. W. Davey die elektrische Leitfähigkeit in regulären Metallen keine vektorielle Eigenschaft ist. Die Einzelwerte sind (spezifischer Widerstand bei  $0^{\circ}\text{C}$ , Temperaturkoeffizient  $\alpha$ ):

1. W . . .  $\rho_0 = 0,0489$  bis  $0,0493 \Omega \text{ mm}^2 \text{ m}^{-1}$ .  $\alpha = 481$  bis  $483 \cdot 10^{-5}$ .
2. Mo . . .  $\rho_0 = 0,0503 \Omega \text{ mm}^2 \text{ m}^{-1}$ .  $\alpha = 473 \cdot 10^{-5}$ .
3. Ni . . .  $\alpha = 667 \cdot 10^{-5}$ , nach halbstündigem Glühen bei  $1000^{\circ}$  im Vakuum  
 $\alpha = 706 \cdot 10^{-5}$ .

Im Ni konnte kolorimetrisch Eisen nicht mehr nachgewiesen werden. FEUSSNER.

**M. S. van Dusen.** Platinum-resistance thermometry at low temperatures. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **47**, 326—332, 1925, Nr. 2. [S. 1648.] HENNING.

**Ernest Wilson and E. F. Herroun.** On the Electrical Conductivity of Magnetite. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **105**, 334—345, 1924, Nr. 731. Verff. untersuchen fünf verschiedene Sorten von Magnetit, wobei sie sich jedoch darauf beschränken, lediglich den Fundort anzugeben, ohne jede nähere chemische Zusammensetzung. Dementsprechend variieren die Ergebnisse der Messung untereinander so erheblich, daß es nur schwer möglich ist, ein einheitliches Bild der Untersuchung zu geben. — Der spezifische Widerstand schwankt zwischen etwa  $0,6$  bis  $74 \Omega/\text{cm}^3$  und nimmt im allgemeinen mit steigender angelegter Spannung ab. Der Temperaturkoeffizient zwischen  $10$  und  $100^{\circ}\text{C}$  bewegt sich zwischen  $0,006$  und  $0,012$ , normal wird er kleiner, wenn die Probe auf  $900^{\circ}\text{C}$  erhitzt war, ebenso wie der Widerstand bei Zimmertemperatur; nur Material aus Arkansas macht eine Ausnahme. Bei einem Druck von  $900 \text{ kg/cm}^2$  verringert sich der Widerstand um etwa  $0,5$  bis  $1$  Proz., ebenso zeigte sich im magnetischen Felde ( $\mathfrak{H} = 1,5$  bis  $1,75$ ) eine Abnahme von etwa  $1$  bis  $3$  Proz. FEUSSNER.

**Ludwig Hentschel.** Über das dielektrische Verhalten ölfetränkter Papiere. *Arch. f. Elektrot.* **15**, 138—175, 1925, Nr. 2. In dem ölf- und harzgetränkten Papier hat man das Isolationsmaterial für Starkstromkabel gefunden, das in kurzer Zeit alle anderen dafür verwendeten Stoffe verdrängte und sich bis heute, auch für die höchsten Spannungen, als das geeignete Isoliermittel für Kabel unter Blei erwiesen hat. Verf. weist darauf hin, daß zwar die Grundstoffe Papier, Öl, Harz einzeln, jedoch bisher nicht in ihrer Vereinigung bzw. Mischung untersucht worden sind. Die vorliegende Arbeit, welche hierin den Anfang machen soll, hat die Klärung des dielektrischen Verhaltens ölfetränkter Papiere zum Ziele und betrifft die Bestimmung: 1. des dielektrischen Verlustwinkels und der Dielektrizitätskonstanten bei sinusförmigem Wechselstrom technischer Frequenzen, 2. der Durchschlagsspannung für Wechselstrom, 3. des zeitlichen Verlaufes des Ladestromes unter dem Einfluß einer konstanten

Gleichspannung und des Entlade-(Rückstand-)Stromes. Der Hauptwert wurde auf die Messung des Verlustwinkels gelegt, da seine Größe und sein Verlauf, abhängig von Temperatur und Feldstärke, die Kabelindustrie heute in erster Linie interessiert. — Die Untersuchungen wurden mit Hilfe der Scheringschen Brückenmethode durchgeführt, deren Prinzip zunächst kurz erläutert wird. An Stromquellen standen hierfür der Anschluß an ein Wechselstromnetz und ein Einphasengenerator zur Verfügung, als Nullinstrument wurde in der Brücke ein Vibrationsgalvanometer nach Schering und Schmidt mit elektromagnetischer Abstimmung benutzt. Die Spannungsmessung erfolgte auf der Niederspannungsseite des Brückentransformators. Als Vergleichskondensator wurde bei den Hochspannungsmessungen ein Luftkondensator nach Petersen (Kapazität: 36 cm) verwendet, während bei den Messungen mit niedrigeren Spannungen, ungefähr unterhalb 3000 Volt, mit einem Satz „Minos“-Kondensatoren der Firm Schott und Genossen (sechs Einzelkondensatoren in Reihenschaltung) gearbeitet wurde. Im Verlauf der Untersuchung hat sich das Bedürfnis nach einer größeren Vergleichskapazität für niedrige Spannungen ergeben. Da eine Parallelschaltung der Minoskondensatoren infolge des dabei auftretenden größeren Verlustwinkels nicht in Frage kam, so wurde ein Luftkondensator aus drei lotrecht hängenden Blechplatten mit zusammen 4 qm wirksamer Oberfläche und einem Plattenabstand von 17,5 mm gebaut, der eine Kapazität von ungefähr  $200 \cdot 10^{-15}$  Mikrofarad ergab und sich bei Messungen mit Spannungen bis 2000 Volt als verlustlos und gut brauchbar erwies. Die größten Schwierigkeiten machte die Konstruktion des Kondensators, zwischen dessen Platten das zu untersuchende Material Platz finden sollte. Von dieser Kondensatoranordnung wurde verlangt, daß sie 1. das ölgetränkte Papier in einem homogenen Felde zu untersuchen gestattete, 2. frei sei von jedem Einfluß des umgebenden Mediums, sei es Luft oder Öl, 3. das Dielektrikum auf möglichst konstanter Temperatur während längerer Zeit zu halten ermögliche. Es wurden Plattenkondensatoren nach den gleichen Gesichtspunkten hergestellt, wie sie dem Zylinderkondensator zugrunde liegen. Was die eigentlichen Untersuchungen und die erzielten Ergebnisse anbetrifft, muß hier auf die sehr eingehenden Ausführungen der Originalarbeit verwiesen werden. Nach Diskussion der Ergebnisse werden physikalische Erklärungsversuche gegeben, die mit denen anderer Experimentatoren verglichen werden. Ein ausführliches Literaturverzeichnis ist am Schlusse der Arbeit beigefügt. GEYGER.

**Karl K. Darrow.** Some Contemporary Advances in Physics. VI Electricity in Gases. Bell. System Tech. Journ. 4, 112—151, 1925, Nr. 1. Ein Bericht über den Elektrizitätsdurchgang durch Gase. Es dürfte deshalb genügen, die einzelnen Kapitelüberschriften anzugeben: 1. Einleitung. 2. Elektronenstrom durch stark verdünnte, einatomige Gase und Elektronenzusammenstöße mit Atomen. 3. Elektronenstrom durch unverdünnte Luft, Stickstoff, Wasserstoff und ähnliche Gase. 4. Die Entladung hat Anteil am Elektronenstrom, der sie unterhält. 5. Einige Raumladungsgleichungen. 6. Selbständige Entladungen. MECKE.

**C. Samson.** Über bewegte Schichten in der positiven Säule von Edelgasbogenentladungen. IZS. f. techn. Phys. 6, 281—284, 1925, Nr. 7a. Es wird eine Form der Bogenentladung in Edelgasen beschrieben, bei der die positive Säule aus einzelnen Schichten besteht, die mit Geschwindigkeiten zwischen 20 und 2000 m/sec von der Anode zur Kathode wandern. Einige photographische Aufnahmen geben eine Anschauung von dieser Entladungsform unter verschiedenen Verhältnissen. Der Einfluß von Gasart, Gasdruck, Rohrweite und Stromstärke wird untersucht; einige Messungsreihen werden mitgeteilt, aus denen hervorgeht, daß die Geschwindigkeit

mit abnehmendem Druck und abnehmender Rohrweite wächst. Die Stromstärke hat kaum einen Einfluß. Der Übergang von der geschichteten zur kontinuierlichen Entladung wird kurz besprochen.

SAMSON.

**A. Güntherschulze.** Versuch einer Theorie der Erscheinungen an der Kathode der Glimmentladung. ZS. f. Phys. 33, 810—830, 1925, Nr. 10/11. Mit Hilfe der bekannten Eigenschaften der Elektronen und der Verteilung des elektrischen Feldes im Fallraum werden die Bedingungen für das Zustandekommen der Glimmentladung entwickelt. Ferner ermöglichen die von Hughes und Klein gemessenen Kurven der Ionisierungsausbeute der Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Geschwindigkeit eine graphische Berechnung der von einem Primärelektron im Fallraum und Glimmlicht insgesamt gebildeten Ionenpaare. Diese Überlegungen und Rechnungen bilden die Grundlage für die Aufstellung einer Anzahl von Beziehungen zwischen der Dicke des Fallraumes, dem Kathodenfall, der Stromdichte und den verschiedenen Variablen.

GÜNTHERSCHULZE.

**Güntherschulze.** Der Mechanismus der Glimmentladung. ZS. f. techn. Phys. 6, 446—457, 1925, Nr. 9. Vortrag, gehalten in der Sitzung der Gesellschaft für technische Physik am 19. Juni 1925 zu Charlottenburg. Inhalt: Strömung der Elektronen im Vakuum und in einatomigen Gasen. Zusammenstöße mit Gasmolekülen. Kationenströmung. Gefäßwände. Mehratomige Gase. Gleichzeitige Strömung beider Ionenarten. Entladungen in Glasröhren. Vorgänge an den Elektroden. GÜNTHERSCHULZE.

**F. Skaupy und F. Bobek.** Die Trennung von Edelgasen durch die Gleichstromentladung. Interferometrische Bestimmung von Edelgas-Gemischen. ZS. f. techn. Phys. 6, 284—287, 1925, Nr. 7a. (Dr. Blau-Festschrift). Durch die Edelgasgemische wurde Gleichstrom von 900 Volt geschickt und die Entmischung in Abhängigkeit von Druck und Entladungsstrom untersucht. Quantitativ war die Prüfung von Argon-Helium-Gemischen mit dem Loeweschen Interferometer (genaue Beschreibung desselben, der Eichung und der Meßgenauigkeit) möglich. In den Gemischen von Helium und Neon wurde die Entmischung durch spektroskopische Untersuchungen festgestellt. Es ergab sich, daß die Trennung von Edelgasen im Gleichstrom um so vollkommener ist, je größer die Stromstärke und je geringer der Druck ist innerhalb der durch die Versuchsanordnung gegebenen Grenzen.

LAX.

**J. M. Schmierer.** Das Vorglimmlicht. ZS. f. techn. Phys. 6, 370—372, 1925, Nr. 8. Bei langsamer Annäherung der Spannung an die Zündspannung kann man an Glimmlichtröhren mit geeignet geformten Elektroden (doppelgängige Schraube aus Draht) vor Eintreten der eigentlichen Glimmstromzündung ein schwaches Leuchten beobachten — vom Verf. „Vorglimmlicht“ genannt —, das die Anodenoberfläche vollständig bedeckt und nach der Kathode zu abklingt. Es hat die gleiche spektrale Zusammensetzung wie das negative Glimmlicht. Seine Charakteristik ist eine an der Abszissenachse beginnende sehr steile Gerade. Der Umschlag in die gewöhnliche Glimmentladung erfolgt plötzlich. — Zur Erklärung der Erscheinung wird die Annahme gemacht, daß zwischen neutralen Molekülen und Elektronen Anziehungskräfte bestehen, die um so größer sind, je elektronegativer die Moleküle sind. Ein sich zunächst in der Kathode befindendes Elektron unterliegt danach drei Kräften: der äußeren angelegten Spannung (unter deren Einfluß es im hohen Vakuum die Kathode nicht ohne weiteres verläßt), ferner den anziehenden Kräften der Kathoden- und der Gasmolekel. Ist die Resultierende nach außen gerichtet, so treten die Elektronen aus der Kathode in den sie umgebenden Gasraum. Gelangt ein durch solche Elek-

tronen gebildetes positives Ion in die Nähe der Kathode, so beschleunigt es die entgegenkommenden Elektronen, die dadurch zur Stoßionisation befähigt werden, während seine rückwärtsgerichtete Anziehungskraft alsbald durch seine Neutralisierung an der Kathode vernichtet wird. Hierdurch wird versucht, das plötzliche Umschlagen der Vorglimmentladung in die gewöhnliche Glimmentladung zu erklären. Weitere Anwendungsmöglichkeiten der Elektronenanziehungshypothese werden in Aussicht gestellt.

QUARDE.

**Helge Stolt.** Über den im radialen Magnetfeld rotierenden Lichtbogen und über die Temperaturverhältnisse auf der Kathode eines Lichtbogens. Inaugural-Dissertation Uppsala 1925, 109 S. Aus der Arbeit ist ein großer Teil der Ergebnisse des ersten Abschnittes bereits in den Ann. d. Phys. (4) 74, 80, 1924 veröffentlicht und in diesen Ber. 5, 1208, 1924 referiert. Hinzugekommen sind Untersuchungen über den rotierenden Bogen bei verschiedenen Drucken und in Stickstoff und Wasserstoff. Hier zeigt sich, daß die Rotationsgeschwindigkeit mit abnehmendem Druck langsam wächst. In Stickstoff ist diese Geschwindigkeitszunahme unter sonst gleichen Bedingungen geringer als in Luft. Die von Wilson und Martyn entwickelte Formel für die Bogengeschwindigkeit  $v = H X k_1 k_2$  ( $H$  = Stärke des Magnetfeldes;  $X$  = Spannung am Bogen;  $k_1 k_2$  Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen im Einheitsfeld) vermag diese Druckabhängigkeit nicht wieder-

geben, eher schon die von Vollgraff abgeleitete Beziehung  $w = \frac{H J}{e \pi \eta} C$  ( $w$  =

Winkelgeschwindigkeit des Gases,  $J$  = Stromstärke,  $\eta$  = Reibungskoeffizient,  $C$  = Apparikonstante). — Ein Vergleich der Ergebnisse in Stickstoff und Luft zeigt, daß in letzterem Gase der Einfluß des Sauerstoffs auf die Rotationsgeschwindigkeit bedeutend ist. Die Unterschiede der Wirkung von Stickstoff und Wasserstoff sind klein. — Von dem zweiten Abschnitt (Kathodentemperatur) ist ebenfalls schon ein Teil veröffentlicht (vgl. ZS. f. Phys. 26, 95, 1924, und 31, 240, 1925) und danach bereits referiert (diese Ber. 5, 1757, 1924, bzw. 6, 788, 1925). Darüber hinaus werden die Resultate einer großen Zahl früherer Arbeiten über den Lichtbogen daraufhin untersucht, ob sie beweisen, daß eine Bogenentladung stets eine sehr hohe Kathodentemperatur erfordert. Der Verf. kommt zu folgendem Schluß: „Eine sehr hohe Kathodentemperatur scheint also für den Bogen nicht notwendig zu sein; notwendig scheint jedoch das Vorhandensein von Kathodendampf in der Schicht unmittelbar an der Kathode zu sein, einerseits für den geringen Elektrodenfall, andererseits vielleicht auch für die Elektrodenerzeugung von der Kathode.“

DONAT.

**Cz. Reczynski.** Sur la réaction chimique dans un arc électrique. C. R. séances Soc. Pol. de Phys. 1925, Fasc. 3, S. 18—30. (Polnisch mit französischer Übersicht). Bringt man Stickstoff in eine Quecksilberbogenlampe, so erhält man einen schwarzen Beschlag, der aus einer chemischen Verbindung des Quecksilbers mit Stickstoff besteht. Die Geschwindigkeit der Reaktion kann durch die Messung der Druckabnahme in der Lampe bestimmt werden. Der Logarithmus des Stickstoffdruckes ist der Reaktionsdauer proportional. Bei Potentialdifferenzen größer als 14 Volt ist die Reaktionsgeschwindigkeit von der Länge der positiven Säule unabhängig, bei 9 Volt findet keine Reaktion statt.

JUNG.

**Henry A. Barton.** Ionisation of HCl. Phys. Rev. (2) 25, 890, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mittels elektromagnetischer Analyse wurden die  $m/e$ -Werte der Ionen bestimmt, die durch Elektronenstoß aus HCl entstehen. Es werden Ionen gebildet mit  $m/e$ -Werten gleich 1, 2, sowie ungefähr 36 und 72 und den Wert für  $H^+$ .

Diese Ionen sind  $H^+$ ,  $H_2^+$  und solche, die aus einem bzw. zwei Cl-Atomen bestehen. Die letzteren sind wahrscheinlich mit einem oder mehreren H-Atomen verbunden. Unterhalb etwa 0,005 mm Druck wurden (bei 30 Voltstößen) nur H-Ionen gebildet. Über 0,02 mm Druck entstanden nur Ionen der beiden schweren Arten. Dies läßt vermuten, daß die  $H^+$ -Ionen durch Bindung an die polaren HCl-Moleküle verbraucht werden und  $HCl \cdot H^+$ -Ionen bilden, oder vielleicht 2 Moleküle aneinanderketten:  $(HCl)_2 \cdot H^+$ -Ionen. Auch Cl-Atome oder HCl-Moleküle mit negativer Ladung wurden in großer Zahl beobachtet.

JUNG.

**R. H. Fowler.** Statistical Equilibrium with Special Reference to the Mechanism of Ionization by Electronic Impacts. Phil. Mag. (6) **47**, 257—277, 1924, Nr. 278, Februar. [S. 1558.]

R. BECKER.

**Satyendra Ray.** Bemerkung zu dem Reevesschen Versuch. ZS. f. Phys. **33**, 643—645, 1925, Nr. 8. Verf. hat früher die Theorie aufgestellt, daß das Magnetfeld der Erde einem Magnet zugeschrieben werden könne, der sich im Mittelpunkt der Erde befindet und gegen die Rotationsachse geneigt sei. Aus der weiteren Annahme, daß dieser Magnet rotiere, und zwar die beiden Pole mit verschiedener Geschwindigkeit, wird gefolgt, daß die Erde ein radiales, mit dem magnetischen paralleles elektrisches Feld haben müsse. Diese Folgerung stimmt mit der bekannten Abnahme des Potentialgradienten in größeren Höhen überein. Außerdem müßte die südliche Halbkugel eine positive, die nördliche eine negative Ladung haben; einige dies bestätigende Beobachtungen liegen vor. Schließlich wird noch der Verlauf der Nordlichtstrahlen, die im allgemeinen den radialen magnetischen Kraftlinien folgen, als Stütze für die Theorie des radialen elektrischen Erdfeldes herangezogen. BOEDEKER.

**Frederick Hoffmann.** Über Beschleunigung von Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **77**, 302—312, 1925, Nr. 11. Da die Anwendung hoher Entladungsspannungen zur Erzeugung sehr schneller Kanalstrahlen Schwierigkeiten macht, wurden mäßig schnelle Strahlen hinter der Kathode im hohen Vakuum einem starken beschleunigenden Felde unterworfen. Es sollte dadurch möglich sein, schnelle und sehr homogene Strahlen zu erhalten. Die schnellsten Strahlen, die erhalten wurden, hatten indessen nur eine Geschwindigkeit von  $3 \cdot 10^8$  cm/sec, waren aber sehr homogen. Szintillationen beim Auftreffen auf Sidotblende konnten nicht wahrgenommen werden. Spannungs- und Ablenkungsmessungen führten zu dem Ergebnis, daß die Kanalstrahlen nicht die volle Voltgeschwindigkeit, die ihnen durch das Feld erteilt wurde, annahmen, sondern nur einen Bruchteil, der mit dem durch die Röhrenspannung selbst erhaltenen ungefähr übereinstimmte. Diese Beobachtung erschien ziemlich unerklärlich, da bei der Kürze des Feldes und der Höhe des Vakuums Umladungen der Kanalstrahlteilchen, die einen derartigen Effekt verursachen können, als ausgeschlossen erscheinen. Vgl. indessen das folgende Referat.

RÜCHARDT.

**W. Wien.** Zur vorstehenden Arbeit von Frl. Hoffmann „Über Beschleunigung von Kanalstrahlen“. Ann. d. Phys. (4) **77**, 313—316, 1925, Nr. 11. Wiederholung der Versuche von Frl. Hoffmann mit etwas abgeänderter Anordnung. Die Strecke, auf der das beschleunigende Feld wirkte, konnte verändert werden, um den Einfluß von Umladungen zu konstatieren. W. Wien findet im Gegensatz zu Hoffmann, eine, soweit die Genauigkeit der Spannungsmessung mit der Funkenstrecke geht, volle Spannungsausnutzung und eine Unabhängigkeit von der Länge des Feldes. Die höchste aus der Funkenstrecke gemessene Spannung betrug 72000 Volt, die zugehörige aus der Ablenkung berechnete Voltgeschwindigkeit 75000. Die Röhrenspannung

betrug dabei nur 10000 Volt. Woher die Abweichungen von Hoffmann kamen, konnte nicht mehr nachgewiesen werden. Die Untersuchung von W. Wien zeigt die Brauchbarkeit der Methode zur Herstellung rascher, in bezug auf Voltgeschwindigkeit homogener Kanalstrahlen. RÜCHARDT.

**Gustaf Ising.** Prinzip einer Methode zur Herstellung von Kanalstrahlen hoher Voltzahl. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. 18, Nr. 30, 4 S., 1925, Heft 4. Mit einer zur Verfügung stehenden mäßigen Spannung sollen Kanalstrahlen beliebig hoher Geschwindigkeit dadurch erzeugt werden, daß die Strahleilchen auf ihrer Bahn die Spannung mehrmals durchlaufen. Die Spannung wird als Ladungswellen längs Drähten an verschiedenen Stellen der Teilchenbahn in geeigneten Zeitdifferenzen zugeführt. In gewöhnlicher Weise erzeugte Kanalstrahlen treten in das hochevakuierte Beschleunigungsrohr, in dem sich eine Reihe von zylindrischen, mit Drahtnetzen verschlossenen Metallkäfigen befindet. Die Käfige sind durch Drähte verschiedener Länge über einen großen Widerstand geerdet und außerdem mit der einen Kugel der Funkenstrecke eines Schwingungskreises verbunden. Die Länge der Zuführungsdrähte ist so bemessen, daß Teilchen, die sich im Käfig 1 befinden, bei einem Funkenübergang eine Beschleunigung in den Käfig 2 erhalten und nach 2 gelangen, noch ehe die Ladungswelle nach 2 gelangt ist usw. Es wird so bei jedem Entladungsschlag der Funkenstrecke ein Schwarm von geladenen Teilchen den aufeinanderfolgenden Beschleunigungen im Felde zwischen den Käfigen ausgesetzt. Durch Benutzung vieler derartiger Käfige hofft der Verf. sehr hohe Geschwindigkeiten zu erzielen. Die Methode ist noch nicht praktisch durchgeführt. RÜCHARDT.

**J. Stark.** Die Wellenfläche der Lichtemission von Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) 77, 16—20, 1925, Nr. 9. Untersuchung der Frage, ob die Bewegung eines leuchtenden Punktes auf die Gestalt der Wellenfläche der von ihm emittierten Strahlung einen Einfluß hat. Wasserstoffkanalstrahlen verlaufen in Hg-Dampf und treffen auf eine nahezu ebene Endfläche eines 4 mm dicken Al-Drahtes auf. An dieser Fläche findet sowohl die vorzugsweise ruhende Hg-Emission als die vorzugsweise bewegte H-Emission ihr Ende. Das Kanalstrahlenbündel wird transversal auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet, so daß das Bild der Al-Fläche als Linie in der Mitte des Spaltes erscheint. Waren die von den bewegten H-Atomen ausgehenden Wellenflächen ebenso Kugelflächen wie die Wellenflächen der ruhenden Hg-Emission, so mußten die durch die Al-Fläche markierten Enden der H-Linien im Spektrogramm in gleicher Höhe erscheinen wie die der Hg-Linien. Eine Verdrehung der Normalen der Wellenfläche der H-Emission für die zur Bewegung senkrechte Richtung um einen Winkel von der Größenordnung  $v/c$  gegen die Kugelflächennormale der Hg-Emission mußte sich bei der gewählten Strahlgeschwindigkeit und den gewählten optischen Verhältnissen in einer Verschiebung des Bildes dieser festen Raummarke in den H-Linien um etwa 1,2 mm gegenüber den Hg-Linien bemerkbar machen. Verglichen wurde die H-Linie 4341 mit den Hg-Linien 4348 und 4339. Das auf die Al-Fläche aufsitzende Ende erschien bei allen Linien bis auf  $5 \cdot 10^{-2}$  mm auf gleicher Höhe. RÜCHARDT.

**Henry E. Hartig.** The apparent transmission of low velocity electrons through aluminium foil. Phys. Rev. (2) 26, 221—231, 1925, Nr. 2. Frühere Untersuchungen von Schönland (Proc. Roy. Soc. 104, 235—247, 1923) und Terrill [Phys. Rev. (2) 22, 101—108, 1923, Nr. 2; diese Ber. 5, 243, 1924] über den Geschwindigkeitsverlust von Kathodenstrahlen beim Durchgang durch Materie hatten ergeben, daß von der Elektronenaustrittsseite des bombardierten Metallblättchens außer den hindurchgegangenen Primärelektronen auch noch Sekundärelektronen von geringer Geschwin-

digkeit ausgehen. Die vorliegende Arbeit soll über den Ursprung, die Geschwindigkeitsverteilung und Zusammensetzung dieser Sekundärelektronen Aufschluß geben. In einem evakuierten Gefäß befindet sich eine Glühkathode als Elektronenquelle, ihr gegenüber ein 0,003 cm dickes Aluminiumblättchen und dahinter eine Metallplatte, die durch das Blättchen hindurchgegangenen Elektronen auffängt. Zwischen Glühkathode und Blättchen wird die Primärspannung gelegt, und zwar variiert von 2 bis etwa 1600 Volt. Der Auffangplatte werden verschiedene Spannungen gegenüber dem Blättchen erteilt, und zwar sowohl negative wie positive bis zu 30 Volt. Gemessen wird die Stromstärke zwischen Glühkathode und Blättchen und diejenige zwischen Blättchen und Auffangplatte. In den die Resultate enthaltenden Kurven wird das Verhältnis der letzteren zur erstenen Stromstärke als Ordinate aufgetragen, in Abhängigkeit einmal von der zwischen Blättchen und Auffangplatte angelegten Spannung, zum anderen Mal von der Primärspannung. Die Versuche ergaben folgendes: Alle die Auffangplatte erreichenden Elektronen haben Geschwindigkeiten von weniger als 10 Volt, auch bei einer Primärspannung von 1600 Volt. Unter diesen Elektronen befinden sich solche, die photoelektrisch von der Rückseite des Blättchens ausgelöst sind, und zwar durch Röntgenstrahlen, die ihrerseits durch das Auftreffen der Primärelektronen verursacht werden. Bei Verwendung zweier Blättchen erreicht der Effekt nur  $1/10000$  seines Betrages bei einem Blättchen. Ein drittes Blättchen schwächt den Strom zur Auffangplatte weiterhin auf den zehnten Teil. Bei negativ geladener Platte und Primärgeschwindigkeiten von über 40 Volt besteht der Plattenstrom hauptsächlich aus Photoelektronen, die aus der Platte stammen, während es sich bei positivem Plattenpotential und Verwendung von mehr als einem Blättchen um Photoelektronen von der Rückseite des Blättchens handelt. Die bei einem, bei zwei und bei drei Blättchen erhaltenen Kurven sind einander ähnlich. Sie zeigen bei einer Reihe von Spannungswerten Knicke, u. a. bei Spannungen von etwa 1490 und 1560 Volt, die den Linien  $K_\alpha$  und  $K_\beta$  des Aluminiums entsprechen.

LAMBERTZ.

**N. P. Rashevsky.** On the kinetic theory of thermionic effect. Phys. Rev. (2) 25, 891, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1641.] JUNG.

**E. A. W. Schmidt.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung Nr. 178. Über die Zertrümmerung des Aluminiums durch  $\alpha$ -Strahlen I. Wien. Anz. 1925, S. 168—169, Nr. 17. [S. 1572.]

**Marietta Blau.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung Nr. 179. Über die photographische Wirkung von H-Strahlen aus Paraffin. Wien. Anz. 1925, S. 169, Nr. 17. [S. 1572.]

**Gerhard Kirsch und Hans Pettersson.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung Nr. 180. Über die Reflexion von  $\alpha$ -Teilchen an Atomkernen II. Wien. Anz. 1925, S. 169, Nr. 17. [S. 1573.] H. W. F. KOHLRAUSCH.

**Hahn.** Über hochemanierende feste Radiumpräparate. Berl. Ber. 1925, S. 276, Nr. 14/17. [S. 1572.] SCHEEL.

**C. Doelter.** Einwirkung von Pechblende auf die Mineralfarben. Wien. Anz. 1925, S. 74—75, Nr. 10. Ausgehend von der Erscheinung, daß Pechblende auf die photographische Platte wirkt, wurde versucht, auch eine Einwirkung auf die Mineralfarben nachzuweisen. Es ergab sich bei einer Anzahl von Mineralien tatsächlich eine ähnliche Wirkung wie bei Bestrahlung mit Radiumpräparaten, doch war die Wirkung viel geringer. Die Art der Verfärbung ist zum Teil anders als die bei der Bestrahlung

mit Radiumpräparaten. Die mit Pechblende erhaltenen Verfärbungen schmiegen sich den natürlichen Färbungen eher an, sie scheinen auch stabiler zu sein. Bei Erwärmung verschwinden sie ebenso wie die mit Radiumpräparaten erhaltenen Farben. Zur Erreichung einer Verfärbung mit Pechblende bedarf es längerer Zeiträume als bei Radiumbestrahlungen. Während bei der Radiumbestrahlung einige Tage genügen, muß bei Pechblendebestrahlung viele Monate lang bestrahlt werden. Manche Minerale blieben bei der Pechblendebestrahlung unverändert, so z. B. Kunzit von S. Diego. Der Verf. beschreibt eine Anzahl Verfärbungen an verschiedenen Mineralen, die er mit Pechblende erhalten hat. Über die Art der Anordnung der durch Pechblende bestrahlten Minerale wird nichts gesagt. Die Menge der angewandten Pechblende betrug etwa 300 g. Die Versuche sollen fortgesetzt werden. P. LUDEWIG.

**William D. Coolidge.** Modern X-ray tube development. Journ. Franklin Inst. **199**, 619—648, 1925, Nr. 5. Der Verf. spricht einleitend kurz über die gashaltigen Röntgenröhren und beschreibt dann im wesentlichen Glühkathodenröhren, insbesondere die verschiedenen Arten der Antikathodenkühlung, Strombegrenzung, Schutz des Glühfadens vor elektrostatischen Feldern, Größe des Brennflecks, Schutz vor verkehrtem Strom bei hoch mit Wechselstrom belasteten W-Antikathoden, Rolle der  $+$ -Ionen, Ausführungsformen der Antikathode und ihre Anbringung im Hals der Röhre, das Anstechen der Antikathodenoberfläche, Größe der Glaskugel, Pumpvorgang und das erreichbare Vakuum, sekundäre Elektronenemission von der Antikathode, Eignung von Th oder U als Antikathodenoberfläche, kommt weiter auf die Möglichkeit höherer Spannungen und kürzerer Wellenlängen als heute üblich zu sprechen und demonstriert zum Schluß seinen bekannten, hier bereits referierten (diese Ber. S. 716) transportablen Apparat für 56000 Volt und 10 mA. Im einzelnen sind folgende Punkte erwähnenswert: Antikathoden, die ganz aus Wo bestehen, dürfen nicht überlastet werden, sonst geben sie Gase ab und die Röhre wird unbrauchbar. Die Ursache kann auch in einer Glaszersetzung durch Elektrolyse liegen, wenn das Glas von der weißglühenden Antikathode angestrahlt wird. Röhren mit Antikathoden aus Cu mit einer W-Oberfläche können so gepumpt werden, daß beim späteren Betrieb das Cu in der Nähe des Brennpunktes zu schmelzen anfängt, ohne daß Gasabgabe erfolgt. Die aus dem Brennfleck austretenden sekundären Elektronen haben nachgewiesenermaßen geringere Geschwindigkeit als die Primärelektronen, sie fallen auf den in der Kugel frei liegenden Teil der Antikathode zurück und geben Anlaß zu sekundärer Röntgenemission (etwa 10 Proz.). Diese Störung kann durch ein Metallhütchen auf der Antikathode vermieden werden, welches vorn eine Öffnung zum Eintritt der primären Elektronen, unten eine weitere zum Austritt der Röntgenstrahlen hat, was auf mehreren Lochkameraaufnahmen veranschaulicht wird. Oder man schneidet die Antikathode senkrecht, nicht schräg, zu ihrer Achse ab und nähert ihr die Glühkathode auf wenige Millimeter. Th oder U eignen sich noch nicht als Antikathodenmaterial. Die Ausbente ist nur wenig größer als bei W, dafür werden die (vielleicht noch unreinen) Stoffe vom Kathodenstrahl stark angestochen. Die 56000-Volt-Röhre (10 mA) ist jetzt nur noch 10 cm lang und  $3\frac{1}{2}$  cm dick. KNIPPING.

**R. T. Dunbar.** The J-Phenomena and the Quantum-Theory of Scattering of X-radiation. Phil. Mag. (6) **49**, 210—236, 1925, Nr. 289. [S. 1635.] BEHNKEN.

**F. Hund.** Atomtheoretische Deutung des Magnetismus der seltenen Erden. ZS. f. Phys. **33**, 855—859, 1925, Nr. 10/11. [S. 1571.] MECKE.

**Mariano Pierucci.** Alcuni effetti del campo magnetico sui liquidi. Cim. (6) **24**, 45—63, 1922, Nr. 7/9. SCHEEL.

**M. Kaufmann.** Anwendung der Sätze von Hooke, Maxwell, Castiglano und Clapeyron auf Systeme elektrischer Leiter, elektrische Systeme. Arch. f. Elektrot. **14**, 448—464, 1925, Nr. 5. Verf. behandelt elektrische Systeme mit Sinuswechselströmen bzw. Gleichströmen in Analogie zu den Stabsystemen der Elastizitätstheorie, indem er den Stäben diejenigen Leiter entsprechen läßt, für die die weder Stromstärke noch Spannung vorgeschrieben, die vielmehr lediglich durch ihre Impedanz bzw. Admittanz gegeben sind. Ihnen stehen gegenüber die sogenannten Erzeuger, d. h. Leiter mit vorgeschriebener Spannung oder mit vorgeschriebener Stromstärke, und zwar unabhängig davon, ob sie Erzeuger oder Verbraucher von elektrischer Energie sind. Die beiden Kirchhoffschen Gesetze entsprechen dann den Gleichgewichts- und den Deformationsbedingungen der elastischen Systeme, und es ergibt sich unmittelbar eine Übertragung des Maxwellschen Satzes von der Gegenseitigkeit elastischer Formänderungen. Der Deformationsarbeit des elastischen Systems entspricht der sogenannte S-Wert, dessen Darstellung als Funktion der Stabgrößen und der Erzeugergrößen zu einer Beziehung führt, die wegen ihrer Analogie zum Clapeyronschen Theorem der Elastizitätstheorie als Clapeyronsche Gleichung bezeichnet wird. Es folgen, dem üblichen Vorgehen in der Elastizitätstheorie entsprechend, die folgenden drei Sätze von Castiglano: 1. Die Ableitung des S-Wertes nach einer Stabgröße ist stets gleich Null; 2. die Ableitung des S-Werts nach der Unabhängigen eines Leiters (Erzeugers) gibt die infolge dieser Art von Unabhängigen in dem betrachteten Leiter auftretende Abhängige; 3. die Ableitung des S-Wertes nach einer abhängigen Erzeugergröße gibt die Unabhängige des betreffenden Erzeugers, wenn vor der Differentiation S als Funktion von echten und fingierten Unabhängigen der Art des Nenners des Differentialquotienten allein, und zwar unter Verwendung aller gültigen Gleichgewichtsbedingungen zur Elimination von Stabgrößen, dargestellt wurde. Die Berechnung elektrischer Systeme gliedert sich, genau wie diejenige elastischer Systeme, in die Berechnung unbestimmter und bestimmter Systeme, je nachdem bei der Berechnung der unbekannten Systemgrößen mit Hilfe der entsprechenden Gleichgewichtsbedingungen (bei Stromstärken des ersten, bei Spannungen des zweiten Kirchhoffschen Satzes) durch Elimination unter Ausnutzung sämtlicher Gleichgewichtsbedingungen noch Unbekannte übrigbleiben oder nicht; im erstgenannten Fall wurden die erforderlichen Zusatzgleichungen auf Grund der Sätze von Castiglano aufgestellt. Am Schluß der Arbeit werden einige Beispiele für Systemberechnungen durchgeführt: Drehstromnetz mit einem freien Knoten, Ringleitung mit einem freien Abzweig, Wheatstonesche Brücke mit vorgeschriebenem Brückenstrom, Drehstromnetz mit zwei freien Knoten.

HARRY SCHMIDT.

**W. Zschaage.** Nachahmung des elektrischen Feldes von Leitungen im elektrolytischen Trog. Elektrot. ZS. **46**, 1215—1219, 1925, Nr. 33. In der Arbeit wird eine Methode zur Untersuchung des elektrischen Feldes in der Nähe von Leitern oder Isolatoren besprochen, die im Grundprinzip schon von Fontescue angewendet wurde. Sie beruht auf der Möglichkeit, die Verschiebungsströme in einem Dielektrikum durch die Leitungsströme in einem Elektrolyten abzubilden. Der hier beschriebene Trog gestattet mit Hilfe eines Modells der betreffenden Leitung die Untersuchung des Feldes in einer Vertikalebene zur Leitung. Die Erde wird durch eine am Rande des Troges eintauchende Elektrode abgebildet. Es kann mit einer Sonde in Brückenschaltung das Potential jedes Punktes bestimmt, und so die Niveaulinien ermittelt werden. Wesentlich ist die Verwendung von Wechselstrom und des Telephones als Nullinstrument, da man dadurch große Empfindlichkeit und Meßgenauigkeit erreicht, besonders wenn das Tonminimum im Telefon durch Kompensation der Polarisations-

kapazität mittels einer variablen Selbstinduktion im Telephonkreis verbessert wird. Die endliche Ausbreitung des Tropes wirkt natürlich etwas verzerrend auf die Niveaulinien besonders in größerer Entfernung vom Modell. Die daraus entstehenden Fehler lassen sich aber immer mit Hilfe der Prüfpunktmethode abschätzen und oft auch durch Veränderungen am Modell kompensieren. Sehr sorgfältig muß auf gute Reinigung der Elektroden geachtet werden, da sonst Fehler bis zu 50 Proz. auftreten können, auch ist darauf zu sehen, daß der Elektrolyt keine Konzentrationsunterschiede aufweist. Die Methode wird an folgenden Beispielen kurz erläutert: Momentanfeld einer Drehstromleitung, verzerrender Einfluß von Erdseilen und Bäumen, vagabundierende Ströme, Erdungswiderstände, Ladespannung von Fernmeldeleitungen in der Nähe von Mehrfachleitungen, Bestimmung der Erdkapazität von Fernleitungen. Die angegebene Methode führt meistens viel rascher zum Ziel als die rechnerische Behandlung der Probleme.

BAUMANN.

**J. H. Vincent and A. L. Beak.** *Experiments on the Effects of Resistance in the Oscillating Circuit of a Triode.* Proc. Roy. Soc. London (A) **108**, 216—231, 1925, Nr. 745. Eccles hat nach einer graphischen Methode gezeigt, daß in einem Röhrensender mit induktiver Rückkopplung  $M$  zwischen Gitter- und Anodenkreis — letzterer bildet den Schwingungskreis mit der Selbstinduktion  $L$  und der Kapazität  $C$  — nur dann Schwingungen unterhalten werden können, wenn

$$gM = L + C \left( RS + \frac{R + S}{h_a} \right) \dots \dots \dots \quad (1)$$

ist.  $g$  bedeutet die Spannungsverstärkung,  $h_a$  die innere Leitfähigkeit der Röhre für Wechselstrom,  $R$  bzw.  $S$  den Ohmschen Widerstand des kapazitiven bzw. induktiven Teiles des Schwingungskreises. Die Frequenz ist dann durch

$$\frac{1}{\omega^2} = \frac{LC - RC(R + S + h_a RS)}{1 + h_a S} \dots \dots \dots \quad (2)$$

gegeben. Die Beziehungen (1) und (2) erhält man auch leicht auf analytischem Wege. Die Verff. haben es sich nun zur Aufgabe gemacht, diese Ecclesschen Beziehungen zu prüfen. Die Versuchsanordnung besteht aus zwei gleich gebauten Röhrensendern, die auf einen Detektorkreis einwirken, so daß bei geeigneter Einstellung im Telephon des Empfangskreises ein Überlagerungston entsteht. Es kann also sowohl das Aussetzen der Schwingungen als auch eine Frequenzänderung messend verfolgt werden. Wenn man nun in einem Sender  $R$  auf einen bestimmten Wert einstellt und dann  $M$  langsam vermindert, so setzt bei einem bestimmten kritischen Wert von  $M$  die Schwingungen aus. Nimmt man für verschiedene  $R$  die kritischen Werte von  $M$  auf und zeichnet zusammengehörende Wertepaare in ein cartesisches Koordinatensystem ein, so erhält man eine Schwinggrenzkurve ( $RM$ ). Sie ist eine Gerade. Auch die Kurve ( $SM$ ) ist linear. Nach Gleichung (1) sollten die Neigungen  $\frac{dM}{dR} = \frac{dM}{dS} = C/g_0 h_{a0}$  sein, wo  $g_0$  bzw.  $h_{a0}$  die Werte von  $g_0$  bzw.  $h_{a0}$  für Schwingungen unendlich kleiner Amplitude bedeuten. Das Experiment ergibt, daß immer  $\frac{dM}{dS} > \frac{dM}{dR}$  ist. — Veränderungen in  $R$  und  $S$  haben nach Gleichung (2) auch Einfluß auf die Betriebsfrequenz. Die dadurch bedingte Veränderung der Tonhöhe des Schwebungstons im Empfangskreis kann man mittels eines zur Hauptkapazität  $C$  parallel geschalteten Vernierkondensators wieder kompensieren. Aus Gleichung (2) folgt, daß bei Konstanthaltung von  $S = S_0$  und Änderung von  $R = R_0$  auf  $R = R_0 + r$

$$a^0 = \frac{C^2}{bL} r(r + 2R_0 + S_0) \dots \dots \dots \quad (3)$$

wird, wo  $a^0$  die Verstellung des Vernierkondensators in Graden bedeutet, um die durch den Zuwachs  $r$  verursachte Veränderung der Frequenz zu kompensieren,  $b$  die Kapazität des Vernierkondensators pro Grad ist. Bei Konstanthaltung von  $R = R_0$  und Änderung von  $S = S_0$  auf  $S = S_0 + s$  sollte sein

$$a^0 = \frac{C^2}{bL} s \left( R_0 + \frac{L}{C} h_a \right) \dots \dots \dots \quad (4)$$

Gleichungen (3) und (4) bestätigen sich experimentell nicht. Man findet, daß bei Vergrößerung von  $R$  die Wellenlänge zunächst wächst, ein Maximum erreicht und dann fällt, bis die Schwingungen aussetzen. Einen ähnlichen Verlauf haben die Kurven bei einer Variation von  $S$ , nur daß das Maximum der Wellenlänge erst bei größeren Widerständen erreicht wird. Der Einfluß von  $R$  und  $S$  auf die Wellenlänge ist im allgemeinen kleiner als 1 Proz. Wenn der Widerstand im induktiven Zweig des Schwingungskreises liegt, so tritt das Wellenlängenmaximum auf, sobald die Gitterwechselspannung bis zur oberen Krümmung der Gitterspannungs-Anodenstromcharakteristik reicht.

BAUMANN.

**Friedrich Müller.** Über eine allgemeine Methode zur Bestimmung der Konstanten von Schwingungskreisen: Schwingungszahlen, Strahlungsdämpfungen, Strom und Spannungsverteilung. Arch. f. Elektrot. **14**, 397—405, 1925, Nr. 4. In dieser aus dem physikalischen Laboratorium des Polytechnischen Instituts von St. Petersburg hervorgegangenen Arbeit wird eine Methode angewandt, die auf H. Poincaré [Lumière Electrique (2) **13**, 7, 35, 67, 1911] zurückgeht. Der Gedankengang ist hierbei kurz folgender: Das elektromagnetische Feld eines beliebigen Erregers läßt sich durch das Vektorpotential  $\mathfrak{A}$  und das skalare Potential  $\Phi$  bestimmen, wobei die Differentialgleichungen gelten:

$$\nabla^2 \mathfrak{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathfrak{A}}{\partial t^2} = -4\pi \mathfrak{J},$$

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -4\pi \varrho.$$

Hierin bezeichnet  $\mathfrak{J}$  die Strömungsdichte und  $\varrho$  die Dichte der elektrischen Flächenladungen auf dem in einen vollkommenen Isolator (Vakuum) eingelagerten Erreger.  $\mathfrak{A}$  und  $\Phi$  lassen sich andererseits auch als bestimmte Integrale in der Form

$$\mathfrak{A} = \int \frac{ds}{r'} \mathfrak{J} \left( \xi, \eta, \zeta, t - \frac{r'}{c} \right)$$

$$\Phi = \int \frac{ds}{r'} \varrho \left( \xi, \eta, \zeta, t - \frac{r'}{c} \right)$$

ausdrücken, wobei  $r'$  die Entfernung von einem äußeren Aufpunkte  $(x', y', z')$  bis zu einem beliebigen auf dem Erreger gelegenen Quellpunkt  $(\xi, \eta, \zeta)$  bezeichnet. Den Erreger kann man sich aus einer sehr dünnen Schale eines vollkommenen Leiters bestehend vorstellen. Liegt nun der Aufpunkt  $P'$  dem Erreger unendlich nahe und ist  $P(x, y, z)$  der Fußpunkt der Normale durch  $P'$  auf der Erregerfläche, so läßt sich das Linienintegral der magnetischen Feldstärke  $\mathfrak{H}$  auf einen Flächenrotor von  $\mathfrak{H}$  im Punkte  $P$ ,  $[n, \text{rot } \mathfrak{A}]$  zurückführen, wobei  $\mathfrak{A}$  derjenige Wert zugeschrieben wird, den es in  $P'$  annimmt, und wo  $n$  ein Einheitsvektor in Richtung der äußeren Normale ist. Da dieses Integral auch gleich  $4\pi \mathfrak{J}(x, y, z, t)$  ist, so ergibt sich

$$\mathfrak{J}(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi} \left[ n, \text{rot} \int \frac{ds}{r'} \mathfrak{J} \left( x, y, z, t - \frac{r'}{c} \right) \right].$$

Nimmt man  $\mathfrak{J}$  als harmonische Zeitfunktion an,

$$\mathfrak{J}(x, y, z, t) = \mathfrak{F}(x, y, z) e^{i\omega t},$$

wo

$$\omega = \alpha i + \omega_0$$

ist, und wobei  $\alpha$  den durch Strahlung hervorgerufenen Dämpfungsfaktor,  $\omega_0$  die Schwingungsfrequenz bezeichnet, dann ergibt sich

$$\mathfrak{F}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \left[ \mathfrak{n}, \text{rot} \int \frac{ds}{r'} \mathfrak{F}(\xi, \eta, \zeta) e^{-\frac{i\omega}{c} r'} \right]$$

oder

$$\mathfrak{F}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int ds \left[ \mathfrak{F}(\xi, \eta, \zeta) \left[ \mathfrak{n}, \text{rot} \frac{e^{-\frac{i\omega}{c} r'}}{r'} \mathfrak{J}_1 \right] \right].$$

Hierin ist  $\mathfrak{J}_1$  ein Einheitsvektor, dessen Richtung mit der Strömungsrichtung im Quellpunkte  $(\xi, \eta, \zeta)$  zusammenfällt;  $\mathfrak{F}(\xi, \eta, \zeta)$  gibt die Strömungsdichte in einem variablen Punkte an. Nach einigen vektoranalytischen Umformungen erhält man

$$\mathfrak{F}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int ds \left[ \mathfrak{F}(\xi, \eta, \zeta) \left[ \frac{e^{-\frac{i\omega}{c} r'}}{r'^2} \left( \frac{i\omega}{c} r' + 1 \right) \cdot \{ \mathfrak{J}_1 \cos(\mathfrak{n} r) - \cos(\mathfrak{J}_1 \mathfrak{n}) r_1 \} \right] \right].$$

Der Kern dieser Integralgleichung ist

$$\frac{e^{-\frac{i\omega}{c} r'}}{r'^2} \left( \frac{i\omega}{c} r' + 1 \right) \{ \mathfrak{J}_1 \cos(\mathfrak{n} r) - r_1 \cos(\mathfrak{n} \mathfrak{J}_1) \}.$$

Für die Ladungsverteilung auf dem Erreger wird eine entsprechende Gleichung abgeleitet, sie lautet:

$$\varphi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int ds \varphi(\xi, \eta, \zeta) \frac{e^{-\frac{i\omega}{c} r'}}{r'^2} \left( \frac{i\omega}{c} \right)^2$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \frac{i\omega}{c} \int ds \mathfrak{F}(\xi, \eta, \zeta) \frac{e^{-\frac{i\omega}{c} r'}}{r'^2} \left( \frac{i\omega}{c} r + 1 \right) \cos(\mathfrak{J}_1 \mathfrak{n}).$$

Die Ermittlung der unbekannten Funktion  $\mathfrak{F}$  und der Parameter  $\alpha$  und  $\omega_0$  wird dann für den Fall symmetrischer Erreger durchgeführt. — Da aber die endgültigen sich auf die in der Überschrift genannten Schwingungskonstanten beziehenden Formeln doppelte Flächenintegrale enthalten, so bietet diese Methode zunächst nur theoretisches Interesse.

P. TAG.

**C. A. Beer and G. J. S. Little.** The Design of Filters for Audio Frequencies. The Post Office Elect. Eng. Journ. 17, 298—317, 1925, Nr. 4. Die Arbeit bringt zunächst eine Darstellung der Eigenschaften von Siebketten, wobei auch die wirklichen Resonanzkurven und Dämpfungslinien ausgeführter Siebketten mitgeteilt werden und auf die Wirkung nicht angepaßter Endwiderstände hingewiesen wird. Behandelt werden nur die Drosselketten, Kondensatorketten und eine Art von Drosselketten, bei der die aufeinanderfolgenden Serieninduktivitäten noch eine gegenseitige Kopplung aufweisen; bei diesen kann unter Umständen jenseits des Durchlässigkeitsbereiches noch eine besondere „Sperrfrequenz“ (Dämpfung rechnerisch unendlich) auftreten. Sehr wertvoll sind die Angaben am Schluß über die Ausführung von Eisenkernspulen mit Luftspalt und die an ihnen gefundenen Abhängigkeiten der Induktivität und des Verlustwiderstandes von Frequenz und Stromstärke. (Aus Zeitschriftenschau d. T. R. A., Ref. Salinger.)

SCHEEL.

**L. Fleischmann.** Eine graphische Darstellung der Kipperscheinung bei Reihenschaltung von Widerstand, Kondensator und Eisendrossel und

bei Berücksichtigung des Eisenverlustes. Elektrot. ZS. 43, 1288—1290, 1922, Nr. 42. In Schaltungsanordnungen der oben gekennzeichneten Art tritt bei Steigerung der angelegten Wechselspannung von einem bestimmten Punkte ab ein sprunghafes Anwachsen des Stromes ein; entsprechend sinkt der Strom beim Verringern der Spannung von einem anderen bestimmten Punkte ab sprunghweise auf einen erheblich kleineren Wert. Die Erscheinung hängt mit der Abhängigkeit des Selbstinduktionskoeffizienten der Eisendrossel vom Strom zusammen. Kennt man diese Abhängigkeit, so läßt sich der Zusammenhang zwischen Klemmenspannung und Strom der gesamten Anordnung durch vektorielle Addition der Teilspannungen — auch unter Berücksichtigung der Eisenverluste — ermitteln. Die erhaltenen Kurven zeigen deutlich die Stellen, an denen die Kipperscheinung eintritt, d. h. der Strom sich sprunghweise ändert. Sinusförmigkeit der Ströme und Spannungen wird vorausgesetzt, was in Wirklichkeit nicht zutrifft; doch zeigen Versuche eine qualitative Übereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen.

ZICKNER.

**L. Kneissler-Maixdorf.** Zur elektrischen Induktion in Nuten. Arch. f. Elektrot. 14, 303—304, 1925, Nr. 3. Der Verf. weist nach, daß im Gegensatz zu einer früher von ihm gegebenen Darstellung über die infolge der Schirmwirkung hervorgerufene Verminderung der Bewegungsinduzierung im Nutenraum auch die Auffassung möglich ist, daß diese Verminderung durch erhöhte Geschwindigkeit der magnetischen Induktionslinien kompensiert wird. Der Nachweis wird an dem Beispiel der kreiszylindrischen Nut geführt.

BOEDEKER.

**A. Dufour.** Propagation et distorsion d'une perturbation électromagnétique. Journ. de phys. et le Radium (6) 6, 139—143, 1925, Nr. 4. Eine elektromagnetische Störung, die sich längs einer sorgfältig isolierten Leitung von nicht vernachlässigbar kleinem Widerstand fortpflanzt, erfährt bekanntlich eine Veränderung ihrer Wellenform. Um das Vorhandensein und die Eigenart dieser Veränderung unmittelbar nachzuweisen, hat Verf. den zeitlichen Verlauf der zu untersuchenden Vorgänge mit Hilfe des von ihm konstruierten Kathodenstrahlzoszillographen für niedere und hohe Frequenzen oszillographisch aufgenommen, und zwar an Leitungen geringer Länge, die aus Kupfer- und Eisendrähten bestanden. Die wiedergegebenen Oszillogramme zeigen, daß die Formveränderung bei Kupferleitungen sehr gering ist, während sie bei Leitungen aus Eisendraht beträchtlich sein kann. Die auftretenden Dämpfungserscheinungen werden ausführlich besprochen.

GEYGER.

**Josef Sahánek.** Theorie der Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen mittels Elektronenröhren. Phys. ZS. 26, 368—376, 1925, Nr. 10. Die Arbeit ist ein Auszug aus einer in tschechischer Sprache erschienenen Abhandlung des Verf. Er stellt sich die Aufgabe, im Anschluß an die bisher veröffentlichten Methoden zur Erzeugung ganz kurzer Wellen (Barkhausen und Kurz, Whiddington, Breit, Zacek, Gill und Morrell) und die nach seiner Meinung unbefriedigenden Erklärungen eine Theorie zu entwickeln, „die den Vorgang in der Röhre erfaßt“, und die Resultate in einer Form zu geben, die eine experimentelle Nachprüfung leicht ermöglicht. Er geht von einer Schaltung aus, bei der das Gitter auf einer gewissen positiven Spannung gehalten wird und über einen Widerstand mit der Anode verbunden ist. Durch energetische Betrachtungen in dem Kreise Gitter—Anode—Widerstand leitet er eine Reihe von Beziehungen ab, unter anderem für die Vorbedingungen zur Erregung der Schwingungen, für die Schwingungsenergie, für den Einfluß der Exzentrizität des Heizfadens, zylindrische Anordnung vorausgesetzt. Anschließend wird über einige Versuche berichtet, die mit verschiedenen Empfängerröhrentypen (Tele-

funkten EVE 173, Huth LE 213 und RE 180, Schrack SV 7) angestellt wurden. Entsprechend einer vorher abgeleiteten Bedingung, nach der Schwingungen nur bei Röhren möglich sind, bei denen sich das Verhältnis von Anoden- zu Gitterradius zwischen 2,0 und 5,0 bewegt, fand er Schwingungen nur bei der Schrackröhre. Zum Schluß bespricht der Verf. die Möglichkeit der Erweiterung der Theorie auf solche Schaltungen, die nicht mit der obenerwähnten übereinstimmen. SAMSON.

**H. L. Crowther.** Continuous Wave Syntoniser. *Journ. scient. instr.* **2**, 125—130, 1925, Nr. 4. Das beschriebene Instrument ist ein Röhrengenerator für schwache Energien mit einem Wellenbereich von 1000 bis 9000 m. Es soll in der Hauptsache als Wellenmesser auf der Senden- und Empfangsseite dienen, kann aber natürlich auch als Überlagerer benutzt werden. Eine Anodenbatterie ist vermieden; der Überschuß der Heizbatteriespannung von 6 Volt über die mittlere Fadenspannung wird als Anodenspannung benutzt. Die Röhre ist eine normale Eingitterröhre, die mit einer positiven Gittervorspannung von 2 Volt betrieben wird. Die Einzelheiten des Aufbaues, besonders der Spulen sowie der Eichung mit Hilfe einer Stimmgabel, werden genau beschrieben. SAMSON.

**O. M. Corbino e E. Persico.** Oscillazioni secondarie in un generatore con lampada a tre elettrodi. *Lincei Rend.* (6) **1**, 358—363, 1925, Nr. 7.

**O. M. Corbino e E. Persico.** Sull diagramma corrente oscillatoria—corrente di placca in un oscillatore a lampada. *Lincei Rend.* (6) **1**, 412—417, 1925, Nr. 8

**O. M. Corbino e E. Persico.** L'influenza di un campo magnetico sul funzionamento d'una lampada a tre elettrodi. *Lincei Rend.* (6) **1**, 499—502, 1925, Nr. 9.

**E. L. Hall and J. L. Preston.** A High-voltage storage battery for use with electron tube generators of radiofrequency currents. *Journ. Opt. Soc. America* **6**, 177—182, 1922, Nr. 2. SCHEEL.

**G. Bigourdan.** Sur les perturbations de transmission à grande distance des ondes hertziennes. *C. R.* **180**, 351—353, 1925, Nr. 5. Die Abhandlung enthält eine Zusammenstellung von Beobachtungen über den Empfang weit entfernter Radiostationen, aus der Schwankungen in der Übertragungszeit hervorzugehen scheinen; die Abweichungen betragen im allgemeinen einige tausendstel oder hundertstel Sekunden. Zum Teil mögen solche Abweichungen durch Unregelmäßigkeiten im Sender zu erklären sein; vollkommen geklärt ist die Erscheinung noch nicht; Verf. hält zur Klärung noch umfangreiche Beobachtungsreihen für erforderlich. BOEDEKER.

**T. L. Eckersley.** The Propagation of Radio Waves over the Earth. *Nature* **115**, 496—497, 1925, Nr. 2892. Aus der Beobachtung, daß mit zunehmender Entfernung von einem Radiosender sich häufig Zonen mit größerer und kleinerer Empfangsstärke folgen, schließt der Verf., daß an der hypothetischen Heaviside-Schicht nur unter ganz bestimmten Winkeln Reflexionen eintreten können, und daß die Schicht etwa 40 km hoch liegen müsse. BOEDEKER.

**T. L. Eckersley.** A Note on Musical Atmospheric Disturbances. *Phil. Mag.* (6) **49**, 1250—1260, 1925, Nr. 294. Verf. behandelt in der vorliegenden theoretischen Arbeit die in der drahtlosen Telegraphie bekannten atmosphärischen Störungen, welche ein Pfeifgeräusch von variabler Tonhöhe verursachen. Dieses Pfeifgeräusch beginnt mit Frequenzen, welche zum Teil über der Hörschwelle liegen

können, durchläuft kontinuierlich in sehr kurzer Zeit (größte Dauer etwa 0,2 sec) alle Schwingungszahlen und endigt mit einem Ton von der Frequenz 300 bis 1000 Hertz. Die stärksten Störungen dieser Art treten während der Nacht auf. Als Ursprung nimmt daher Eckersley eine obere leitende Schicht, die Zone des Polarlichtes, an und berechnet aus der Endfrequenz der Störung Zahl und mittlere Lebensdauer der in dieser Schicht vorhandenen Elektronen. Aus den Maxwell'schen Gleichungen in einem Medium, in dem  $N$  Elektronen pro Kubikzentimeter vorhanden sind, ergibt sich als Phasengeschwindigkeit

$$V = c \sqrt{1 + \frac{K_1^2}{K^2}}, \text{ wo } K = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad K_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \text{ und } \lambda_1^2 = \frac{4\pi^2 m c^2}{N e^2}$$

sind; die Gruppengeschwindigkeit,

$$U = \sqrt{\frac{c}{1 + \frac{K_1^2}{K^2}}},$$

nimmt mit wachsender Wellenlänge ab, woraus sich der Frequenzgang des Störgeräusches infolge Dispersion irgend eines elektrischen Impulses erklärt. Die weitere ausführliche Rechnung zeigt, daß die Endfrequenz durch den Ausdruck

$$n = \frac{K_1 C}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{e^2 N}{m} \right)^{1/2}$$

gegeben ist. Unter der Annahme  $n = 300$  berechnet sich die Zahl der in der Schicht vorhandenen Elektronen zu 1 pro Kubikzentimeter und die mittlere Lebensdauer zu  $10^{-5}$  sec. Diese Resultate stimmen mit den Ergebnissen der Larmorschen Arbeit über Beugung der elektrischen Wellen überein.

E. MEYER.

**J. L. Preston and E. L. Hall.** A study of the seasonal variation of radio-frequency phase difference of laminated phenolic insulating materials. Techn. Pap. Bur. of Stand. 19, 225—234, 1925, Nr. 284. Bei Hochfrequenzuntersuchungen über die Eigenschaften von geblätterten phenolisierten Isolationsmaterialien, deren Ergebnisse in der Technologischen Abhandlung Nr. 216 (Eigenschaften von elektrischen Isolationsmaterialien der geblätterten Phenol-Methylen-Type) des Bureau of Standards niedergelegt sind, wurden einige Proben gefunden, die Änderungen dieser Eigenschaften mit der Zeit aufweisen. Die augenscheinliche Änderung des dielektrischen Verlustwinkels oder des Leistungsfaktors dieser Proben mit der Jahreszeit führte zu der in vorliegender Abhandlung beschriebenen Arbeit, die eine in den Jahren 1920/21 durchgeführte Untersuchung darüber darstellt, ob die Veränderungen mit der Jahreszeit irgend einer bestimmten Richtung oder Gesetzmäßigkeit folgen. Gleichzeitig wurden Daten über die Änderung des Verlustwinkels mit der Frequenz vorgelegt. — Von Beobachtungen, die an 13 Proben mit Zwischenpausen von ungefähr 60 Tagen vorgenommen wurden, können nachstehende Folgerungen abgeleitet werden: 1. Der Verlustwinkel dieser Proben änderte sich mit der Jahreszeit, wobei im vergangenen Sommer ein Maximum erreicht wurde und im allgemeinen ein Zurückbleiben hinter den jahreszeitlichen Änderungen der atmosphärischen Feuchtigkeit und der Temperatur festzustellen war. 2. Im allgemeinen kehrte der Verlustwinkel, nachdem er den zyklischen Wechseln eines Jahres unterworfen war, zum ursprünglichen Werte zurück. Einige Proben zeigten am Ende des Jahres eine geringe Zunahme. 3. Der Verlustwinkel dieser Stoffe änderte sich etwas mit der Frequenz des Hochfrequenzstromes. Die Änderungen mit der Frequenz zwischen 100 000 und 600 000 Per./sec waren für die meisten, jedoch nicht für alle Proben größer als die Änderungen mit der Jahreszeit. 4. Die Verlustwinkel von irgend einem Paar der Proben erster Ordnung von

gleicher Herkunft und Farbe wurden als mehr voneinander abweichend gefunden, als der Betrag der durch die Jahreszeiten hervorgerufenen Änderung ausmachte. Für die Materialien zweiter Ordnung war die jahreszeitliche Änderung größer als der Unterschied zwischen den Proben.

GEYGER.

**Julius Weinberger.** Die Rundfunksender der Radio Corporation of America. Elektr. Nachr.-Techn. 2, 145—153, 1925, Nr. 5. Die vorliegende Arbeit, ein Auszug aus einer ausführlichen Darstellung in den Proc. of the Inst. of Radio Engineers 12, 745, 1924, beschreibt die Schaltung und die Arbeitsweise amerikanischer Rundfunk-sender; besonders eingehend werden die im Rundfunk gemachten akustischen Erfahrungen besprochen. Die Schaltung der Röhrensender der Radio Corporation ist die von Heising-Latour angegebene. Als akustische Aufnahmeapparate finden das Kondensator- und das Doppelmikrofon Verwendung, wobei die Eigenfrequenzen bei etwa 7000 Hertz liegen. Die Nachhallzeit der Aufnahmeräume wird abweichend von den Sabineschen Meßergebnissen (optimale Nachhallzeit 1 bis 2 sec) auf 0,4 sec verringert. Da sich der Nachhall in der Übertragung besonders störend bemerkbar macht, erfolgen die Aufstellung der Instrumente und die Verteilung der Aufnahmemikrophone gleichfalls nach besonderen akustischen Gesichtspunkten. In der Verstärkerapparatur ist der sogenannte „S“-Verstärker zu erwähnen, der infolge eines auf 10000 Hertz abgestimmten Resonanztransformators die hohen Frequenzen und damit Zischlaute von der Art des S besonders hervorhebt. Auf diese Weise soll der Frequenzbereich der üblichen Empfangsapparate vergrößert werden. Zur Aussteuerungskontrolle werden entweder der gleichgerichtete Hochfrequenzstrom im Oszillographen oder der Gittergleichstrom in den Modulationsröhren beobachtet.

E. MEYER.

**W. Schäffer.** Rundfunksender nach Telefunken. Elektr. Nachr.-Techn. 2, 132—145, 1925, Nr. 5. Verf. beschreibt hauptsächlich die Schaltung und Arbeitsweise der von Telefunken gelieferten Rundfunksender und die Methoden der Aussteuerungskontrolle. Die Röhrensender für kleinere Leistungen besitzen Selbsterregungsschaltung, die Modulation geschieht nach dem Prinzip der Gittergleichstromtelephonie, welche gegenüber der Heising-Latour-Schaltung und der Modulation durch eine Telephoniedrossel gewisse Vorteile besitzt; innerhalb weiter Grenzen ist der Kurvenverlauf des Antennenstromes in Abhängigkeit von der Gitterspannung am Modulationsrohr geradlinig, wie es bei einer nichtverzerrenden Sprach- und Musikübertragung der Fall sein muß. Die Aussteuerungskontrolle erfolgt mit röhrenvoltmeterähnlichen Anordnungen, welche je nach ihrer Einstellung Mittel- oder Spitzenwerte abzulesen gestatten; die Aussteuerung soll mit Rücksicht auf die Charakteristik der Empfangsapparate 35 Proz. nicht überschreiten. Bei Verwendung von Widerstandsverstärkern und guten Transformatoren ist die Frequenzkurve der Sender bis zu 5000 Hertz praktisch frequenzunabhängig.

E. MEYER.

**J. Collard.** Wirkung der Distanzänderung zwischen den Belastungsspulen eines Stromkreises auf die charakteristische Impedanz desselben. Techn. Mitt. d. schweiz. Telegr.- u. Telephonverwaltung 3, 45—47, 1925, Nr. 2. Die schweizerische Verwaltung baut Fernkabel, die sie in Abständen von 1800 m pupiniert, wobei die Induktivität der Stammsspulen 0,177 Henry, der Viererspulen 0,07 Henry beträgt. Bei der Durchführung der Kabel durch einige Tunnels mußte der Spulenabstand infolge örtlicher Verhältnisse jedoch auf 2000 m erhöht werden. Um der 10 proz. Erhöhung der Kapazität dieser Spulenfelder zu begegnen, wurde bei einigen Kabeln mit größeren Spulenabständen die Kapazität so weit herabgemindert, daß wieder pro Spulenfeld der neutrale Betrag erreicht wurde. Collard weist nun nach,

daß ein Kabel dieser Art die gleichen Scheinwiderstände besitzt wie ein normalpupinisiertes Fernkabel. Als ein Kabel mit 2000 m Spulenabständen wurde für den Meßversuch das Simplonkabel gewählt, welches allerdings eine Anlauflänge von größer als  $s/2$  besitzt. Das Kabel Bern-Olten mit 1800 m Spulenabständen wurde als Vergleichskabel benutzt, wobei hier die Anlauflänge durch Zuschalten von Kapazität und Widerstand auf den gleichen Wert des Simplonkabels gebracht wurde. Als Abschluß diente eine Kunstleitung (Nachbildung). Gemessen wurde nun der Blind- und Wirkwiderstand beider Kabel in Abhängigkeit von der Frequenz. Aus Fig. 1 der Arbeit kann nun ersehen werden, daß beide Schaulinien den gleichen Verlauf aufweisen. Als zweites Vergleichskabel diente das Kabel Zürich-Olten. Hier wurde die Anlauflänge von  $s/2$  für die Messung beibehalten, dafür die schon aufgenommenen Blind- und Scheinwiderstände des Simplonkabels für die Anlauflänge von  $s/2$  umgerechnet nach der Formel  $Z_1 = \frac{Z}{1+i\omega lZ}$  (abgeleitet nach der Gleichung für die Parallelschaltung  $\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_1} + i\omega l$ ), wobei  $Z = R + i\omega L$  und  $Z_1 = R_1 + i\omega L_1$ . Die sich hieraus ergebenden Schaulinien sind in Fig. 2 eingetragen. Auch hier zeigt sich eine ziemlich gute Übereinstimmung der Widerstände beider Kabel. Die Schaulinien der Vergleichskabel sind in den Figuren stark ausgezogen, während für die Ergebnisse des Simplonkabels nur die Mittelwerte gestrichelt eingetragen sind. — Eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse der Kabel mit verschiedenem Spulenabstand war ja ohne weiteres vorauszusehen, da sich beide Kabel nur durch etwas höheren Gleichstromwiderstand und die vergrößerte Kabelinduktivität der 2000 m langen Spulenfelder gegenüber den normalen Spulenfeldern unterscheiden. (Aus Zeitschriftenschau des T. R. A., Referent: Eppelein.)

SCHEEL.

**Ulfilas Meyer.** Die Eigenschaften von Krarupleitungen. Elektrot. ZS. 46, 1033—1035, 1925, Nr. 28. Bericht über eine Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen der Eigenschaften von Krarupleitungen, der in der Hauptsache die kurz zusammengestellten Methoden und Ergebnisse bereits an anderen Stellen veröffentlichter Arbeiten enthält (vgl. diese Ber.: U. Meyer, S. 27, 546, 795, 796; K. W. Wagner, S. 796). Daneben wird noch auf das Bestehen einer Längsinduktion in den Krarupleitungen hingewiesen, die aus der schraubenförmigen Struktur des Magnetfeldes um einen Krarupleiter abgeleitet wird und eine induktive Kopplung mit einem den Leiter umschließenden Stromkreis (Spule) zur Folge hat, auch wenn dessen Windungsfläche senkrecht auf dem Krarupdraht steht. Diese Erscheinung läßt sich, in guter Übereinstimmung mit der Theorie, experimentell nachweisen und kann, besonders bei höheren Frequenzen, zu erheblichen Verlusten in umgebenden Leitern führen (ein Bleimantel erzeugte bei 50 Hertz 0,06  $\Omega$ /km, bei 800 Hertz 14  $\Omega$ /km zusätzliche Verluste).

KLEWE.

**W. Ehlers.** Pupinspulen mit Massekernen. Elektr. Nachr. Techn. 2, 121—132, 1925, Nr. 5. Verf. bespricht die Eigenschaften und die Herstellung von Pupinspulenketten, die aus fein verteilt magnetischen Material mit zwischenliegenden Isolierschichten bestehen. In Amerika wurden solche Kerne ursprünglich durch Pressen von fein verteilt, in flüssigem Isoliermaterial aufgeschlemmt Eisenpulver hergestellt; in Deutschland werden solche Körper jetzt durch einfaches Zusammenpressen von Eisenpulver mit pulverförmigem, festem Isoliermaterial hergestellt; infolge der Kohäsions- und Adhäsionskräfte halten solche Körper fest zusammen. Das spezifische Gewicht beträgt etwa 6, die Anfangspermeabilität etwa 30 bis 40; die Hysteresis ist

kaum merklich; die Eisenverluste sind von der Frequenz und der Stromstärke fast unabhängig. In einem zweiten Teil wird die gesamte Herstellung solcher Massenkernspulen in den Werkstätten der AEG beschrieben und durch Bilder erläutert.

BOEDEKER.

**Richard Kelch.** Die Berechnung von künstlichen Leitungen für Prüfzwecke in der Fernsprechtechnik. Elektrot. u. Maschinenb. **43**, 531—535, 1925, Nr. 27. Als künstliche Leitungen für Prüfzwecke in der Fernsprechtechnik verwendet man meistens rein Ohmsche Widerstände in *H*-Schaltung; Berechnungen hierfür sind von K. W. Wagner ausgeführt. Verf. benutzt diese Berechnungen, um Tabellen aufzustellen, aus denen für jede gewünschte Dämpfung die Größe der Widerstände der einzelnen Zweige der *H*-Schaltung abgelesen werden kann. Auch der Fall eines veränderlichen Wellenwiderstandes wird berücksichtigt. Zum Schluß geht die Abhandlung noch auf die in England üblichen künstlichen Leiter ein, die sich daraus ergeben, daß dort als Einheit nicht das logarithmische Dämpfungsmaß, sondern eine Meile eines bestimmten Standardkabels gilt; die Kombination enthält außer Ohmschen Widerständen noch Kondensatoren.

BOEDEKER.

**E. Mallet.** La résonance des membranes des récepteurs téléphoniques La Revue des Téléphones et Télégraphes 1924, S. 597—601 und 665—669, Nr. 13 u. 14. [S. 1565.]

SCHEEL.

**Arthur v. Hippel.** Experimentelle Untersuchung des Thermomikrophons. Ann. d. Phys. (4) **76**, 590—618, 1925, Nr. 6. [S. 1565.]

E. MEYER.

**W. Schottky.** Elementare Theorie des Bandlautsprechers. Elektr. Nachr. Techn. **2**, 157—175, 1925, Nr. 6. Unter der großen Zahl von Lautsprecherformen ist der von Schottky und Gerlach entwickelte Bandlautsprecher, der mit einer luftleichten Membran arbeitet, einer theoretischen Behandlung am besten zugänglich. Schottky geht in dem ersten Teil seiner rein theoretischen Arbeit von einer pulsierenden Kugel aus, mit deren Schallstrahlung er diejenige der Membran vergleicht; die Reibungskräfte und die elastischen Kräfte der Membran werden vernachlässigt. Diskutiert man alle Kräfte auf dem sogenannten Massenniveau, so sind für eine Kugelmembran drei Massen wirksam, die Masse der Membran  $m_m$ , die Wattmasse  $m_w$  und die wattlose Masse  $m_l$  der Luft über der Membran. Dabei sind  $m_w$  und  $m_l$  durch die Gleichungen  $m_w = \frac{P_w}{\omega U}$  und  $m_l = \frac{P_l}{\omega U}$  definiert, wo  $U$  die Amplitude der Geschwindigkeit,  $P_w$  die Wattkomponente und  $P_l$  die wattlose Komponente der Reaktionskräfte der Luft darstellen. Für einen guten Wirkungsgrad ist erforderlich, daß  $m_w$  größer als  $m_m$  und  $m_l$  ist. Bezeichnet man mit  $R$  den Radius der pulsierenden Kugel und mit  $l_0$  die Länge einer der Membran an Gewicht gleichen Luftsäule, so ist diese Bedingung nur bei  $R > \frac{\lambda}{2\pi} > l_0$  erfüllt.

Um diesen Frequenzbereich zu vergrößern, muß  $l_0$  klein, d. h. die Membranmasse gering und  $R$ , der Divergenzradius, groß sein. Die letztere Größe bestimmt Schottky aus der Gleichheit der sogenannten Phasenvolumina, d. h. er vergleicht für Bändchen und pulsierende Kugel die über der Oberflächeneinheit der Membran errichteten und von Geschwindigkeitslinien bis zu einer Phasenlänge  $(\frac{\lambda}{2\pi})$  hin eingeschlossenen Volumina und berechnet hieraus  $R$ . Durch Verwendung schwach divergenter Trichter wird eine Vergrößerung von  $R$  erreicht. Die gleichen Betrachtungen führt der Verf. auch auf dem Niveau der mit der Geschwindigkeit proportio-

nalen Reibungskräfte durch; die Proportionalitätsfaktoren sind die „Hemmungen“ ( $h_i = \omega \cdot m_i$ ), und zwar die Eigenhemmung durch die Membranmasse  $h_m$ , die Watthemmung der Luft  $h_w$  und die wattlose Hemmung  $h_l$ . Analog wie vorher ergibt sich ein Überwiegen der Watthemmung nur in dem Gebiete  $R > \frac{\lambda}{2\pi} > l_0$ . — Der

zweite Teil der Arbeit befaßt sich mit der Berechnung des elektroakustischen Wirkungsgrades. Infolge der Bewegung des Bändchens treten zu dem Ohmschen Widerstand noch gewisse Watt- und wattlose Widerstände  $r_w$  und  $r_{ph}$  hinzu, die sich aus den Hemmungen und der Stärke des Magnetfeldes berechnen lassen. Aus den Formeln und dem Kurvenmaterial kann man bei vorgegebener Magnetfeldstärke und

gegebenem  $\frac{l_0}{R}$  für einen gewissen Frequenzbereich die günstigste Bändchendicke festlegen; z. B. ergeben sich bei einer Bändchendicke von  $12,5\mu$  bei  $\frac{l_0}{R} = 0,1$  und

bei  $H = 10000$  Gauß für die Frequenzen 40, 800 und 5300 Hertz lineare Wirkungsgrade von 45, 63 und 33 Proz. Je kleiner das Magnetfeld, um so ungünstiger wird der Wirkungsgrad. Am Schlusse werden noch einige akustische Fragen, wie Aufbiegung des Schalltrichters, Luftreibung und Drucktransformation, erwähnt. E. MEYER.

**Oliver E. Buckley.** The Loaded Submarine Telegraph Cable. Bell. Syst. Techn. Journ. 4, 355—374, 1925, Nr. 3. In der Abhandlung wird das neue, zwischen Newyork und den Azoren verlegte Kabel mit erhöhter Selbstinduktion beschrieben. Das Kabel ist in ähnlicher Weise wie ein Krarupkabel mit einer Umwicklung aus magnetischem Material versehen; diese Umwicklung besteht aus einem 0,18 mm dicken Band aus „Permalloy“, einer Legierung aus angeblich 78,5 Proz. Nickel und 21,5 Proz. Eisen. Die Permeabilität beträgt etwa 2300, ist also sehr hoch gegenüber sonst bekannten magnetischen Materialien. Die Telegraphiergeschwindigkeit auf dem Kabel wurde bis auf das Vierfache eines gewöhnlichen Kabels, d. h. auf etwa 1900 Buchstaben in der Minute, gesteigert. Die theoretischen Grundlagen des neuen Kabels werden in der Abhandlung eingehend dargelegt und auch die Grenzen der Leistungsfähigkeit erörtert. Der Duplexbetrieb auf dem Kabel hat sich bisher noch nicht in befriedigender Weise durchführen lassen, da die Abgleichung der erforderlichen künstlichen Kabel nur schwer möglich ist; trotzdem ist die wirtschaftliche Bedeutung der neuen Konstruktion sehr beträchtlich.

BOEDEKER.

**Hans Haussmann.** Neue Methoden zum Bau von Bilderschnelltelegraphen. ZS. f. techn. Phys. 6, 269—271, 1925, Nr. 7. Verf. schlägt einige neue Methoden für Bildschnelltelegraphie und Fernsehen vor. Die Aufnahme soll unter Zuordnung bestimmter Frequenzen für jede Bildzeile mit Hilfe einer Photozelle erfolgen. Die Übertragung geschieht mit Kurzwellensender; im Empfänger werden die Telegraphierzeichen in akustische Schwingungen verwandelt, auf akustischem Wege spektral zerlegt und in Lichtinterferenzen umgesetzt.

E. MEYER.

**A. Zastrow und E. R. Benda.** Einwirkungen von Gleichrichteranlagen auf Fernsprechleitungen. Elektrot. ZS. 46, 1478—1481, 1925, Nr. 39. Verlaufen Fernsprechleitungen in der Nähe von Gleichstrombahnanlagen, die mit Quecksilberdampf-Gleichrichter betrieben werden, so sind sie infolge der Welligkeit der Gleichrichterströme starken induktiven Einwirkungen ausgesetzt, die zu Geräuschen in den Fernsprechapparaten Veranlassung geben. Die Beeinflussung ist besonders störend, weil die induzierten Wechselströme innerhalb des Frequenzbandes der Sprache liegen, und weil sie wegen der hohen Ströme,

mit denen Gleichstrombahnen betrieben werden, bedeutend höhere Werte annehmen können als die bei Einphasen-Wechselstrombahnen auftretenden Oberschwingungen höherer Frequenz. In vorliegender Arbeit werden einige Überlegungen über die Natur dieser Störungen angestellt und Mittel für die Unterdrückung derselben angegeben. Durch harmonische Analyse verschiedener Gleichrichterspannungskurven ist die Stärke der einzelnen Harmonischen in Prozenten der Gleichspannung ermittelt worden. Es werden zunächst die „Störwerte“ der einzelnen Komponenten festgestellt, und zwar für die Beeinflussung von Fernsprechfreileitungen. Bei Kabelleitungen werden die Verhältnisse insofern erheblich günstiger, als die Kompensationswirkung des Kabelmantelstroms bei den betreffenden Frequenzen sehr groß ist. Man kann diese Kompensationswirkung in erster Annäherung als proportional zur Kreisfrequenz annehmen. Anschließend werden einige Maßnahmen zur Beseitigung der Störungen angegeben. Als einfachstes Mittel wird die Einschaltung einer Drossel vor den Fahrdrähten angesehen, doch kann eine erhebliche Verbesserung dadurch nicht erzielt werden, da die Induktivität einer Drossel mit nicht allzu großen Dimensionen infolge der starken Vormagnetisierung nur in derselben Größenordnung liegen wird, wie die Eigeninduktivität von Fahrdrähten und Motor. Dagegen erreicht man sofort eine weitgehende und wohl in den meisten Fällen genügende Verbesserung, wenn hinter der Drossel eine Kapazität zwischen Fahrdrähten und Schiene eingeschaltet wird. Die Schaltung einschließlich Leitungsinduktivität wirkt dann wie ein Wellenfilter. Bei Anlagen, bei denen eine Pufferbatterie zur Aufnahme von Spitzenbelastungen vorhanden ist, empfiehlt es sich, statt einer Kapazität die Pufferbatterie hinter die erste Drossel zu schalten, da die Batterie mit ihrem geringen Widerstand für Wechselstrom die Störungen in noch stärkerem Maße beseitigt als eine Kapazität. Weniger Erfolg — wenigstens bei Freileitungen — verspricht eine andere Schaltung, bei der hinter einer Drossel ein oder mehrere Schwingungskreise als Nebenschluß zwischen Fahrdrähten und Schiene geschaltet und auf die wichtigsten Frequenzen abgestimmt werden. An Hand von Oszillogrammen werden die Ergebnisse von Versuchen im Prüffeld und an einigen Betriebsanlagen mitgeteilt, die zeigen, daß eine genügende Unterdrückung der Störungen starkstromseitig mit verhältnismäßig einfachen Mitteln möglich ist. Neben den starkstromseitigen Maßnahmen können natürlich schwachstromseitig die bekannten Mittel zur Unterdrückung von Fernsprechstörungen getroffen werden. Hierzu gehören vor allem Verdoppelung der Einfachleitung und, wo angängig, Verkabelung der Leitung, unter Umständen unter Verwendung von Spezialkabeln mit Induktionsschutz. Es scheint aber nach den gewonnenen Erfahrungen durchaus möglich zu sein, in der angedeuteten Weise durch Schaltungen am Gleichrichter die Störungen genügend zu verringern, ohne durch allzu große Mehrkosten die Wirtschaftlichkeit des Gleichrichters herabzusetzen.

GEYGER.

**Kafka.** Eine verallgemeinerte Vektorrechnung für Wechselstromkreise mit Anwendungen auf einige praktische Aufgaben. Elektrot. ZS. **46**, 1039 — 1041, 1925, Nr. 28. Bericht über eine Arbeit von R. Lundholm (Tekniska Meddelanden från Kungl. Vattenfallsstyrelsen, Ser. E, Nr. 8), in der das Vektorentripel  $\mathfrak{U}_1$ ,  $\mathfrak{U}_2$ ,  $\mathfrak{U}_3$ , durch deren Projektionen auf einen festen Zeitstrahl sich bei einem Dreiphasensystem die auf die einzelnen Phasen bezüglichen, zeitlich veränderlichen Größen gleicher Art darstellen lassen, zu einem symbolisch durch  $\mathfrak{U}$  wiedergegebenen Dreiphasenvektor zusammengefaßt wird. Das Referat bringt zunächst die Definitionen der wichtigsten Rechenoperationen, nämlich der Addition, der symbolischen Multiplikation, der Spiegelung in bezug auf den Zeitstrahl, der effektiven Multiplikation, der Differentiation und der Integration; alsdann folgen zwei Beispiele, und zwar erstens

die Zerlegung eines allgemeinen Dreiphasenvektors in einen Einphasenvektor, einen symmetrischen Dreiphasenvektor mit positiver Phasenfolge und einen symmetrischen Dreiphasenvektor mit negativer Phasenfolge. Dabei heißt ein Dreiphasenvektor symmetrisch, falls die Summe der Momentanwerte in jedem Zeitpunkt verschwindet; er besitzt positive Phasenfolge, wenn seine drei Einzelvectoren sich im entgegengesetzten Uhrzeigersinn folgen; folgen sie einander im Uhrzeigersinn, so hat er negative Phasenfolge. Das zweite Beispiel betrifft die Dreiphasen-Asynchronmaschine bei unsymmetrischer Belastung. Nach Ansicht des Verf. ist die Einführung von Dreiphasenvektoren als ein entschiedener Fortschritt zu bezeichnen, da diese eine ganze Reihe praktisch höchst bedeutsamer Aufgaben rechnerisch wesentlich zu vereinfachen gestatten.

H. SCHMIDT.

**H. Bohle.** The Calculation of Transformers. Electrician 94, 448—449, 459, 478—479, 487, 512—513, 1925, Nr. 2448, 2449, 2450. Die Abhandlung enthält Berechnungen für Transformatoren unter besonderer Berücksichtigung der Wirtschaftlichkeit in dem Sinne, daß die Gewichte und Preise von Kupfer und Eisen gegeneinander abgewogen werden zu dem Zwecke, bei möglichst geringem Gesamtpreis einen möglichst hohen Wirkungsgrad zu erreichen. Es werden Formeln entwickelt, die unter Berücksichtigung der Preise und verlangten Leistungen das Gewichtsverhältnis von Kupfer und Eisen festlegen; je nach der Type, ob Kern- oder Manteltransformator, ergeben sich etwas andere Werte. Mehrere Beispiele werden zahlenmäßig durchgerechnet; hierbei werden Vergleiche gezogen mit der Rechnungsweise, wie sie sich aus Arnold, „Die Transformatoren“, ergibt. Der Einfluß der einzelnen Bestimmungsstücke auf die Ergebnisse wird besprochen. Wichtig erscheint der Hinweis, daß man nicht erstreben soll, das Äußerste an Wirkungsgrad zu erzielen, da die Kosten dann ganz unverhältnismäßig hoch werden. Frühere Autoren erklärten meistens eine bestimmte Type für besonders günstig, wobei sie zu oftmals einander widersprechenden Ergebnissen gelangten. Der Verf. weist nach, daß je nach den jeweiligen Metallpreisen und je nach dem Verwendungszweck des Transformators (ob dauernd Vollbelastung oder wechselnde Belastung) die Type neu bestimmt werden muß. Zum Schluß wird gezeigt, wie der Gesamtverlust in seine einzelnen Teile zerlegt werden kann.

BOEDEKER.

**L. F. Blume.** Voltage Control Obtained by Varying Transformer Ratio. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 44, 752—755, 1925, Nr. 7. Es wird eine Zusammenstellung von Schaltungsmöglichkeiten gegeben, um das Übersetzungsverhältnis von Transformatoren während des Betriebes ohne Stromunterbrechung zu ändern; dies geschieht am einfachsten so, daß zwei Transformatoren primär und sekundär parallel geschaltet werden und nun nacheinander jeder Transformator primär abgeschaltet und dann umgeschaltet wird. In geeigneter Weise läßt sich diese Methode auch an einem Transformator mit zwei ganz oder teilweise getrennten Wicklungssystemen durchführen. Zwecks sicherer Ausführung der einzelnen Schaltungen in der richtigen Reihenfolge sind entsprechende Anordnungen ausgeführt worden.

BOEDEKER.

**A. Zastrow.** Induktionswirkung von höheren Harmonischen eines Starkstroms auf Fernsprechleitungen. Elektrot. ZS. 46, 1367—1369, 1925, Nr. 36. Übersicht: Es werden die Ergebnisse von Induktionsmessungen an Einzelleitungen mitgeteilt, die mit Strömen von Periodenzahlen, die innerhalb der Sprechfrequenzen liegen, ausgeführt sind. Es zeigt sich hierbei, daß die Gegeninduktivität zwischen den Schleifen mit Erdrückleitung innerhalb der Sprechfrequenzen nahezu konstant, aber niedriger ist als die Gegeninduktivität bei niederfrequentem Strom. Während

die Einwirkungen der hochfrequenten Ströme auf oberirdische Leitungen sehr hoch sind, sind sie auf Kabeladern, infolge der Schutzwirkung des Kabelmantels, sehr gering.

SCHEEL.

**F. Rutgers.** Beobachtung elektrischer Störungen, wie Windungsschluß und dergleichen, unter Benutzung von Hochfrequenzerscheinungen. Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. 16, 389—400, 1925, Nr. 7. „Der Autor beschreibt Versuche, aus welchen hervorgeht, daß bei Störungen, wie Drahtbruch, Windungsschluß im Transformator u. dgl., infolge Funken- und Lichtbogenbildung Hochfrequenzschwingungen entstehen, die durch in den Zuleitungen zur defekten Einrichtung angebrachte Apparate wahrnehmbar und registrierbar sind. Er bespricht Sitz und Periodenzahl dieser Schwingungen, beschreibt eine Aufnahmeverrichtung mit Kristall-detektor und Telephon sowie mittels Dreielektrodenröhre und Schreibvorrichtung. Durch Oszillogramme wird der Zusammenhang zwischen Strom und Spannung an der Störungsstelle und Anodenstrom der Röhre gezeigt. Der Verf. fordert zur vermehrten Beobachtung solcher Erscheinungen auf.“

SCHEEL.

**Otto Mayr.** Die Erde als Wechselstromleiter. Elektrot. ZS. 46, 1352—1355, 1436—1440, 1925, Nr. 36 und 38. Übersicht: Unter Berücksichtigung der gegenseitigen elektrodynamischen Beeinflussung der Stromfäden im Boden und im Leitungsdraht wird die Ausbreitung des Erdstromes längs einer langen Wechselstromleitung mit Erde als Rückleiter berechnet. Es zeigt sich, daß die Mehrzahl der Stromfäden, unabhängig von der Leitungslänge, innerhalb eines Abstandes von wenigen Kilometern parallel zur Leitung verlaufen. Aus der Rechnung ergeben sich neue, mit der Messung in gutem Einklang stehende Formeln für die eigene und die gegenseitige Impedanz von Schleifen mit Erde als Rückleitung.

SCHEEL.

**O. G. C. Dahl.** Separate Leakage Reactance of Transformer Windings. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 44, 735—741, 1925, Nr. 7.

**Oskar Eckstein.** Beitrag zur Berechnung der Wicklungsausladung bei elektrischen Maschinen. Elektrot. ZS. 46, 1302—1303, 1925, Nr. 35.

**Burger.** Bestimmung und Regelung der Spannung in Drehstromnetzen. Elektrot. ZS. 46, 1289—1296, 1925, Nr. 35.

**J. P. Jollyman.** Stored Mechanical Energy in Transmission Systems. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 44, 948—950, 1925, Nr. 9.

**C. L. Fortescue.** Transmission Stability. Analytical Discussion of Some Factors Entering into the Problem. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 44, 951—961, 1925, Nr. 9.

**R. Brüderlin.** Das Stromdiagramm der Synchronmaschine mit ausgeprägten Polen. Elektrot. u. Maschinenb. 43, 781—782, 1925, Nr. 39.

**G. Rasch.** Unsymmetrische Mehrphasensysteme. Elektrot. ZS. 46, 1446—1447, 1925, Nr. 38.

SCHEEL.

**Reinhold Rüdenberg.** Die Ausbreitung der Luft- und Erdfelder um Hochspannungsleitungen, besonders bei Erd- und Kurzschlüssen. Elektrot. ZS. 46, 1342—1346, 1925, Nr. 36. Übersicht: Einfluß der Sternpunktserdung auf Überspannungen und Überströme. Influenz- und Induktionsspannungen in Nachbarleitungen bei normalem Drehstrombetrieb. Dreifache Oberwellen bei geerdetem Sternpunkt. Größe der Erdströme bei kleinen und großen Netzen. Ihr Verhalten bei

Erdschluß mit Sternpunktserdung. Verlauf der Ströme in der Erde. Konzentration an den Elektroden und in schmaler Zone unter der Leitungsführung. Stromverdrängung, Widerstand und Selbstinduktion der Erdströme. Gefährdung durch Schrittströme. Ihre Verminderung durch Erdseile oder Abgittern der Masten. Größe der Gefahrzonen. Fernwirkung des Strombandes unter der Leitung. Abhängigkeit seiner Breite von der Frequenz. Schutzmaßnahmen durch Doppelleitungen. Wirkung geerdeter Schutzleiter. Abschalten der Starkstromleitung.

SCHEEL.

**A. Rachel.** Höchstspannungsfragen und Nullpunktserdung. Elektrot. ZS. 46, 1347—1350, 1925, Nr. 36. Übersicht: Es wird untersucht, inwieweit die Großversorgungsanlagen bisher die an sie seinerzeit geknüpften Erwartungen in wirtschaftlicher und technischer Hinsicht erfüllt haben, und ob wir bei den deutschen Verhältnissen mit dem heutigen Stande der Kraftübertragung mit 100 kV Betriebsspannung am Ende der Entwicklung angekommen sind, oder ob ein wirtschaftliches oder technisches Bedürfnis in Deutschland für Anlagen von 200 kV Spannung vorhanden ist oder entstehen wird. Dabei werden die diesbezüglichen Verhältnisse in den Vereinigten Staaten kurz gestreift. Weiterhin werden Vorschläge für Mindestprüfspannungen für 200-kV-Anlagen behandelt und schließlich gezeigt, daß es eine betriebliche Lebensfrage ist, die Anlagen von 200 kV Spannung mit Nullpunktserdung auszuführen, und daß man auch gut tun wird, die Nullpunktserdung für 100-kV-Anlagen ernstlich ins Auge zu fassen und somit die mit der Nullpunktserdung zusammenhängenden Stark- und Schwachstromprobleme näher anzufassen.

SCHEEL.

**V. M. Montsinger.** Dielectric Strength of Insulation. Electr. World 84, 723—727, 1924, Nr. 14. Der Verf. untersucht die Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von in Öl getränktem Preßspan von der Zeit der elektrischen Beanspruchung, von der Frequenz der angelegten Wechselspannung und von der Schichtdicke. Er beansprucht das Material von einigen Sekunden bis zu zwei Stunden, bei 60, 200 und 420 Perioden, in einer bis fünf Lagen. Er erhält dieselben Kurven, die von anderen Forschern schon mitgeteilt wurden. Für diese Kurven gibt er Näherungsformeln an. — Er empfiehlt, Transformatoren mit höherer Frequenz, z. B. mit 120 Perioden, und entsprechend niedrigerer Spannung oder entsprechend kürzerer Zeit zu prüfen.

DIETERLE.

**A. Gyemant.** Durchschlagsmechanismus feuchter Isolierflüssigkeiten. ZS. f. Phys. 33, 789—800, 1925, Nr. 10/11. Feuchte Transformatorenöle enthalten das Wasser in Form von kleinen Kugelchen. Man kann zeigen, daß sich dieselben in sehr hohen Feldern in Richtung des Feldes strecken, so daß unter Umständen leitende Kanäle gebildet werden, die den Durchschlag bewirken. Neben diesem Vorgang werden natürlich auch die in wasserfreiem Öl in hohen Feldern sich abspielenden Vorgänge anzunehmen sein, daß aber die emulgierten Wassertröpfchen für sich in einer besonderen Art wirken müssen (eben in der geschilderten Weise), ist dadurch wahrscheinlich, daß nach Messungen von Fries die Durchschlagsfestigkeit stark von der Konzentration der Wasserteilchen abhängt. Auf Grund der gemachten Annahmen lassen sich die experimentellen Befunde Frieses auch zahlenmäßig befriedigend wiedergeben.

GYEMANT.

**M. Wellauer.** Die praktische Messung der elektrischen Festigkeit von Transformatorenölen mittels verschiedener Funkenstrecken. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. 16, 169—179, 1925, Nr. 4. „Der Autor beschreibt und begründet eine Methode zur möglichst einwandfreien Bestimmung der elektrischen Festigkeit von Isolierölen und gibt die Grundlagen zum Vergleich der mittels verschiedener Funkenstrecken gemessenen Durchschlagsfestigkeit an.“

SCHEEL.

**M. Wellauer.** Die Entladungerscheinungen an Durchführungsisolatoren. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. **16**, 365—374, 1925, Nr. 6. „In der vorliegenden Arbeit versucht der Autor, die Entladungsarten an zylindrischen Durchführungen, speziell der Streifenentladungen, durch ionentheoretische Betrachtungen zu erklären. Der Verf. hofft, daß ihm dies in großen Zügen gelungen sei, obwohl er keineswegs übersieht, daß dies oft nur mit Hilfe grober Vernachlässigungen möglich war, und daß diese komplizierten Erscheinungen weiterer eingehender Versuche und Studien zur vollständigen Erklärung bedürfen.“

SCHEEL.

**W. Boller.** Fortschritte in der Reinigung von Isolierölen. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. **16**, 179—184, 1925, Nr. 4. „Der Autor gibt die Meßergebnisse von Vergleichsversuchen von mittels einer Zentrifuge bzw. Filterpresse gereinigten Ölproben bekannt und beschreibt die zur Anwendung gekommenen, teilweise neuen Meßmethoden. Er zieht aus seinen Untersuchungen den Schluß, daß durch die Zentrifuge eine wertvolle Bereicherung der Verfahren der Reinigung von Isolierölen von Feuchtigkeit und mechanischen Verunreinigungen erfolgt ist.“

SCHEEL.

## 6. Optik aller Wellenlängen.

**Giulio Dalla Noce.** Teoria di Augusto Righi sull'esperienza di Michelson. Cim. (6) **24**, 17—27, 1922, Nr. 7/9.

SCHEEL.

**Witold Pogorzelski.** Equilibre d'une masse gazeuse rayonnante. C. R. séance Soc. Pol. de phys. **1**, 78—85, 1920/21. Das Problem des Gleichgewichts einer strahlenden Gasschicht, die sich in dem von den beiden parallelen Ebenen  $x = 0$  und  $x = a$  begrenzten Gebiet befindet, in dem ein zur  $x$ -Achse paralleles Kraftfeld  $q(x)$  herrscht, führt für die Dichte  $q(x)$  und die Temperatur  $T(x)$  auf ein System von zwei nicht linearen und singulären Integralgleichungen, dessen Lösung durch den Grenzwert einer passend konstruierten gleichmäßig konvergenten Folge von Funktionen ermittelt wird.

HARRY SCHMIDT.

**G. Yvon.** Contrôle des surfaces optiques. Rev. d'Opt. **4**, 129—160, 181—210, 1925, Nr. 3 und 4. In einer ersten Abhandlung (Rev. d'Opt. **4**, 8—23, 1925, Nr. 1) wurde eine Aufstellung und Nomenklatur der verschiedenen Darstellungen der Korrektion von optischen Systemen gegeben. Hierüber wurde schon in diesen Berichten mitgeteilt. In den nun folgenden Fortsetzungen bespricht Verf. die einzelnen Methoden genauer, und zwar zunächst diejenigen Methoden und Theorien, die auf den Senkriß (profil normal) führen. Im Senkriß werden die Abweichungen der Wellenflächenpunkte, im Bildraum des optischen Systems, gegen eine Bezugskugelfläche in senkrechter Richtung zu letzterer graphisch dargestellt. Da die Wahl der Bezugskugelfläche in gewissem Maße willkürlich ist, muß der relative Charakter der gefundenen Resultate augenscheinlich werden. Außerdem muß daraus das optimale Deformationsgesetz abzuleiten gehen, d. h. das Gesetz, welches die Bildfehler möglichst richtig zur Beurteilung bringt und eine etwaige Retuschierung des Systems in einfachster Weise gestattet. Hierzu dienen die Korrekturen, die an den gemessenen Werten anzubringen sind, um die Willkür in der Wahl der Bezugskugelfläche auszuschalten. Verf. gibt eine eingehende Darstellung dieser Korrekturen. Die Kenntnis des Senkrisses liefert unmittelbar die optischen und die Materialfehler. Als bekannte Vertreter dieser Prüfungsmethode optischer Systeme kommen in Betracht die Twymansche Inter-

ferenzmethode und die Michelsonsche Methode. — Eine andere Prüfmethode besteht in der Feststellung der Tangentialebenen der Wellenfläche. Die Messung der seitlichen Entfernung der Durchstoßpunkte aller bildseitigen Strahlen von der Achse, also der Normalen zu den Tangentialebenen, mit der durch den Mittelpunkt der Bezugskugel gelegten Ebene liefert den Tangentialriß (profil tangentiel). Diese Darstellung ist in zweifacher Hinsicht bemerkenswert: Erstens ist der Tangentialriß mit dem Senkriß durch ein einfaches Differentialgesetz verbunden, zweitens charakterisiert er den Lichtstrahlenverlauf, indem er die seitlichen Abweichungen gegenüber der ideal kugelförmigen Welle liefert. Der Tangentialriß stellt eine Verbindung zwischen den Eigenschaften der Bilder und denjenigen der Flächen her. In Hinsicht auf die Wahl der Bezugselemente sind auch hier Korrekturen anzubringen, die jedoch gegenüber den Korrekturen des Senkrisses bedeutend einfacher sind. Der Tangentialriß kann besonders durch zwei Methoden erhalten werden, durch die bekannte Hartmannsche Extrafokal-Methode und durch die Methode von Cotton.

FLÜGGE.

**Ch. W. van der Pijl.** *Sur les corrections stigmatiques et orthoscopiques.* Rev. d' Opt. 4, 229—251, 1925, Nr. 5. Einfache Vorbetrachtungen über die Korrektion von Astigmatismus, d. h. über die Beseitigung der astigmatischen Differenz, und von Koma, d. h. über das Verschwinden der komatischen Öffnung, führen Verf. zu einigen neuen Formeln, aus denen hervorgeht, daß eine vollständige Korrektion beider Fehler im allgemeinen nicht möglich ist. Um eine solche durchzuführen, muß eine ganz bestimmte Blendenstellung mit einem zugehörigen Radius der ersten Fläche verbunden sein. Eine derartige Korrektion einer einfachen dünnen Linse in Luft führt zu drei typischen Formen des optischen Systems: Gruppe A: Vorhandensein einer plan-konvexen Linse, wie im Taylortypus (Tessar, ...). Gruppe B: Vorhandensein einer „Nulllinse“, d. h. eines Meniskus mit gleichen, im vorliegenden Fall sehr starken Krümmungen. Zu diesem Typus gehören der Dagor, Protar, Collinear, Aplanastigmat, ... Gruppe C: Vorhandensein eines Meniskus, bei welchem der Blendenabstand von der ersten Fläche gleich dem Radius derselben ist. Hierzu gehören der Hypergon, die vordere Hälfte des Dogmar, ... — Unsere besten Objektive sind in Wirklichkeit nur für zwei Winkel astigmatisch korrigiert. Außerhalb derselben bestehen Zwischenfehler, für die bisher noch kein richtiges Maß gefunden wurde. Ein solches führt Verf. ein durch Erweiterung der Sinusbedingung auf die Achsen der Kaustik bei endlichen Winkeln. Ferner wird angegeben, in welcher Weise ein System auf Koma korrigiert sein soll, so daß ein möglichst naturgetreues Bild entworfen wird. Zu diesem Zweck müssen möglichst viele Teile der Kaustiken an der Abbildung teilnehmen. Verwirkt ist dies im Auge, indem das Licht die hintere Fläche der Augenlinse nahezu senkrecht durchsetzt. Diese Tatsache ist also auch bei der Konstruktion von optischen Systemen zu beachten.

FLÜGGE.

**Hugo Krüss.** *Über die Tiefe der Bilder optischer Systeme.* ZS. f. Instrkde. 45, 213—220, 1925, Nr. 5. Verf. weist darauf hin, daß die Tiefe der Bilder optischer Systeme erst dann eindeutig definiert werden kann, wenn man weiß, welchen Durchmesser im Maximum das Zerstreuungsscheibchen eines Objektpunktes haben darf, so daß dasselbe vom Auge noch als Punkt wahrgenommen wird. Als zulässiger Durchmesser wird der Wert 0,1 mm abgeleitet. Die auf Grund dieses Wertes berechnete Tiefe ist dann noch nach zwei Seiten hin zu unterscheiden, und zwar eine Tiefe in die Nähe und eine Tiefe in die Ferne. Deren Summe ist dann die Gesamttiefe. Man kann von einer Tiefe im Objektraum und im Bildraum sprechen. Verf. leitet Formeln ab, nach welchen die Gesamttiefe im Objektraum proportional dem Durchmesser des

gerade noch als Punkt wahrgenommenen Zerstreuungskreises und umgekehrt proportional der wirksamen Öffnung des Systems ist; die Tiefe im Bildraum ist zu beiden Größen direkt proportional. Da in den Formeln außerdem noch die Objektentfernung vorkommt, so ergibt sich ein besonderer Fall für große (als unendlich zu betrachtende) Objektentfernungen. Die Tiefe in die Nähe hat hier nach wie vor einen Sinn. Dagegen gelangt man für die Tiefe in die Ferne zu einem Punkt, von dem die Strahlen nicht mehr divergent, sondern konvergent auf das System einfallen. Immerhin kann man auch dieser Tatsache einen Sinn beilegen, wenn man dem System eine Linse vorgesetzt denkt, welche die Strahlen, die vom Objektpunkt kommen, derart konvergent macht. Statt die Tiefe durch Längen auszudrücken, kann man auch Winkelwerte dafür wählen; und zwar ist am anschaulichsten der Winkel, unter dem die als Länge verstandene Tiefe von dem Rand des optischen Systems aus erscheint. — Bei Anwendung vorstehender Betrachtungen auf das Auge ist das Akkomodationsvermögen desselben zu berücksichtigen. Ferner darf hier die zulässige Größe des Zerstreuungskreises nicht die Größe eines Netzhaulements übersteigen, sein Durchmesser darf also nicht mehr als 0,005 mm betragen. Insbesondere ergibt sich, daß das auf Unendlich eingestellte Auge für alle Entfernungen bis herab zu  $13\frac{1}{3}$  m überhaupt nicht zu akkomodieren braucht.

FLÜGGE.

**I. C. Gardner and A. H. Bennett.** Interference effects and the Hartmann test. Journ. Opt. Soc. Amer. **11**, 126, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird eine Modifikation der Hartmannschen Prüfmethode beschrieben, welche gestattet, die sphärische Aberration als Phasendifferenz der verschiedenen Zonen der Wellenfläche im Brennpunkt, ausgedrückt in Wellenlängen, zu messen. Kein anderer Apparat ist erforderlich, als der für die Hartmannsche Methode gewöhnlich benutzte. (Übersetzung.)

FLÜGGE.

**G. W. Moffitt and O. K. Kaspereit.** The residual aberrations in coma-free cemented objectives of the Crown-leading type. Journ. Opt. Soc. Amer. **11**, 126, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine umfassende Übersicht der Eigenschaften von Fernrohrobjectiven dieses Typus ist geschaffen worden, und systematische Daten über die Änderungen der Restaberrationen bei Verwendung verschiedener Gläser wurden erhalten. Nicht allein für den Rechner sind die Ergebnisse wertvoll, sondern sie geben Hinweise, welcher Weg bei der Erzeugung neuer Gläser, wenn möglich, vorteilhaft gangbar ist. (Übersetzung.)

FLÜGGE.

**Charles S. Hastings.** A new type of telescope especially adapted to spectrometers. Journ. Opt. Soc. Amer. **11**, 63—65, 1925, Nr. 1. Der Verf. beschreibt sein Spektroskop, dessen Fernrohr alle Wellenlängen in einer Ebene vereinigt, und das auch sonst noch Vorteile hat. Er gibt für zwei Glassorten, die er ausprobiert hat, und für fünf Wellenlängen die Brechungsindizes. Sein aus diesen Gläsern hergestelltes Objektiv ist ein Triplet, dessen Summen der reziproken Krümmungsradien angegeben sind. Die erste und zweite Linse sind Flint, die zweite negativ, die dritte Crown. Der Abstand der beiden ersten ist 20,5 Zoll, während die zweite und dritte Linse sich berühren. Die Gesamtbrennweite ist  $30 \pm 0,0015$  Zoll für die längsten und kürzesten Wellenlängen. Öffnung oder Öffnungsverhältnis ist nicht angegeben. Hinweis auf ein noch besseres vierlinsiges Objektiv.

KNIPPING.

**E. Hammer.** Der neue Wildsche Theodolit mit Präzisionsdistanzmesser. ZS. f. Instrkde. **45**, 353—358, 1925, Nr. 7. Der Verf. gedenkt zunächst des Urhebers des neuen Zeisschen Theodolits (der in der ZS. f. Instrkde. **45**, 16—35, 1925 be-

schrieben und in diesen Ber. S. 917 erwähnt ist), des Schweizer Ingenieurs H. Wild, der, früher in Jena tätig, jetzt in einem eigenen Werk in Heerbrugg, Kant. St. Gallen, einen ganz ähnlichen Theodolit mit Präzisionsdistanzmesser herstellt. Dann folgen Bemerkungen zum Zeisschen Theodolit, seine Genauigkeit und Anwendung. Schließlich wird der Wildsche Distanzmesser an Hand von fünf Abbildungen erläutert. Um den normalen Theodolit in einen Entfernungsmesser umzuwandeln, wird einfach auf sein Objektiv ein Rohr geschoben, in dem sich zwei achromatische Glaskeile befinden, vor die nochmals zwei dicke planparallele, um eine senkrechte Achse drehbare Glasplatten gesetzt sind. Der konstante mikrometrische Winkel der zwei Zielungen (rund  $1/100$ ) wird durch die symmetrisch vor dem Objektiv liegenden Keile hergestellt, während das optische Mikrometer durch die Platten gebildet wird. An der „cm-Trommel“ sind die einzelnen Zentimeter ablesbar, während Meter und Dezimeter unmittelbar an der wagerecht liegenden Latte abgelesen werden können. KNIPPING.

**H. E. Marsh, E. Condon and L. B. Loeb.** The theory of the radiometer. Phys. Rev. (2) **25**, 719—720, 1925, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zur Prüfung der Einsteinschen Theorie des Radiometers, speziell der Randwirkungen, wird ein Radiometersystem konstruiert, bestehend aus zwei Flügeln, welche so zu beiden Seiten der Drehachse aufgehängt sind, daß Flächen und Flächenmomente gleich groß, die Randmomente aber für den einen Flügel viermal größer als für den anderen Flügel sind. Im homogenen Lichte dreht sich das System zwar im Sinne der Theorie, aber viel weniger stark als erwartet. W. GERLACH.

**K. Butkow.** Quantitative Bestimmung von Aberrationen mittels des Twymanschen Interferometers. Verh. d. Opt. Inst. in Leningrad **4**, Nr. 29, 7 S. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.) Bereits referiert nach der ZS. f. Phys. **30**, 268, 1924; vgl. diese Ber. S. 800.

**W. N. Bond.** A Wide Angle Lens for Cloud Recording. Phil. Mag. (6) **44**, 999—1001, 1922, Nr. 263.

**L. Bull.** Appareil pour la dissociation rapide des images dans la cinématographie par étincelle électrique. C. R. **174**, 1059—1061, 1922, Nr. 16.

**Wheeler P. Davey.** A new x-ray diffraction apparatus. Journ. Opt. Soc. Amer. **5**, 479—493, 1921, Nr. 6.

**H. M. Terrill.** A precision x-ray spectrometer. Journ. Opt. Soc. Amer. **6**, 287—290, 1922, Nr. 3. SCHEEL.

**J. C. Hubbard and R. T. Cox.** Radiation pressure and Fermat's principle in the quantum theory. Phys. Rev. (2) **25**, 896, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Quanten der Energie  $h\nu$  mit Moment (im Vakuum)  $h\nu/c$ , normal auf eine total reflektierende Fläche auffallend, üben infolge Erhaltung des Moments auf die Oberfläche einen Druck gleich der Strahlungsdichte aus. Wenn die statistische Geschwindigkeit eines Quantums in irgend einem Medium  $v$  ist, gleich der Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, ist es notwendig und hinreichend, um Rechenschaft für den beobachteten normalen und tangentialen Strahlungsdruck an der Grenze der beiden Medien zu geben, dem Quant das Moment  $h\nu/v$  zuzuordnen. Hiermit erhält man Fermats Prinzip und Fresnels Gleichung. W. GERLACH.

**Albert Pérard.** Indice de réfraction de l'air dans le spectre visible entre  $0^\circ$  et  $100^\circ$  C. Journ. de phys. et le Radium (6) **6**, 217—227, 1925, Nr. 7. Der Brechungsindex der trockenen, kohlesäurefreien Luft wurde im internationalen Maß- und

Gewichtsbureau in Paris mit Hilfe des bereits von Benoit zu Ausdehnungsmessungen benutzten Fizeauschen Dilatometers ermittelt. Der Gangunterschied der interferierenden Lichtstrahlen betrug 34 mm. Die Versuche wurden mit 5 Quecksilber- bzw. Cadmiumlinien ausgeführt und erstreckten sich auf das Temperaturintervall von 0 bis 100°. — Die Änderung des Brechungsindex  $n$  mit dem Druck  $h$  (Millimeter) wurde zwischen 600 und 760 mm Hg gemessen. In der Formel von Mascart  $n_h - 1 = Kh(1 + \beta h)$ , wo  $K$  nur von der Temperatur und der Farbe abhängt, ist  $\beta = + 2,4 \cdot 10^{-6}$  mit einer Genauigkeit von 1 bis  $2 \cdot 10^{-6}$ . — Die Abhängigkeit von der Temperatur  $\vartheta$  ist gegeben durch  $(n_0 - 1) = (n_\vartheta - 1)(1 + \alpha \vartheta)$ . Hierin ist  $\alpha$  nahezu unabhängig von den benutzten Wellenlängen  $\lambda = 0,003716$  mit einer Genauigkeit von 6 bis 7 Einheiten der letzten hingeschriebenen Ziffer. — Als Resultat der Arbeit werden für die verschiedenen Wellenlängen  $\lambda$  (in  $\mu$ ) die gefundenen Brechungsexponenten  $n_0$  angegeben.

$\lambda$ (in $\mu$ ) . . . . .	0,4358	0,5086	0,5461	0,5780	0,6438
$(n_0 - 1) \cdot 10^6$ . . . . .	296,68	294,24	293,34	292,73	291,77

Die Ergebnisse werden in folgender Formel zusammengefaßt:

$$(n - 1) \cdot 10^6 = \left[ 288,02 + \frac{1,478}{\lambda^2} + \frac{0,0316}{\lambda^4} \right] \frac{h(1 + \beta h)}{760(1 + 760\beta)} \cdot \frac{1}{1 + 0,0037169}.$$

Die Unsicherheit der hiernach berechneten Zahlen soll  $0,05$  bis  $0,08 \cdot 10^{-6}$  nicht überschreiten.

SCHEEL.

**Charron.** Résultantes des pressions de radiation sur les parois d'une cavité quelconque. C. R. 180, 733—735, 1925, Nr. 10; (Druckfehlerberichtigung, ebenda S. 976, Nr. 12). Verf. leitet analytisch den Satz ab, daß die Druckkraft der Strahlung auf einen Hohlraum gerade so groß ist wie der Strahlungsdruck auf eine Fläche von der Größe der Öffnung und des Reflexionsvermögens des Hohlraums.

W. GERLACH.

**J. D. Tear.** A torsion balance for measuring radiation pressure. Journ. Opt. Soc. Amer. 11, 135—145, 1925, Nr. 2. Verwendet wird die Radiometermethode, als Flügel dient ein 0,015 mm dickes poliertes Silberblech ( $2 \times 4,5 \text{ mm}^2$ ), welches symmetrisch auf ein Quarzstäbchen aufgekittet ist. Dieses System hängt an einem Quarzfaden in einem rechteckigen, mit Fenstern verkitteten Metallkästchen (Glasgefäß geben nach Angaben des Verf. Wärmestörungen). Es wird der Ausschlag bei intensiver Bestrahlung einer Flügelhälfte als Funktion des Druckes gemessen. Unter  $10^{-3}$  bis  $10^{-4}$  mm bleibt ein konstanter Restausschlag, in welchen die normale Radiometerkurve asymptotisch einläuft, bestehen, welcher genau so groß ist wie der Ausschlag bei Atmosphärendruck. Dieser Ausschlag wird als reiner Strahlungsdruck gedeutet. Wird Wasserstofffüllung verwendet, so ist dieser Ausschlag zwischen 760 und 200 mm Druck druckunabhängig, in Luft dagegen wenig, in Kohlensäure sehr stark druckabhängig. Das Verhalten der verschiedenen Gase ist nicht aufgeklärt. Der Entbehrlichkeit hohen Vakuums bei  $H_2$ -Füllung wegen empfiehlt der Verf. die Methode zur Demonstration, während ihre Eignung zur quantitativen Lichtdruckmessung nicht zu ersehen ist.

W. GERLACH.

**J. H. Smith.** Abnormal Reflexion of X-Rays. Phil. Mag. (6) 49, 192—194, 1925, Nr. 289. Clark und Duane (Proc. Nat. Ac. Sc. 9, 131, 1923) beobachteten Röntgenstrahlenreflexionen an Kristallen, welche nicht das Braggsche Gesetz befolgten. Auch war der Einfallswinkel nicht gleich dem Reflexionswinkel. Vorher hatte Duane eine Fluoreszenzstrahlung der Kristalle gefunden, die dem Braggschen Gesetz gehorchte (Proc. Nat. Ac. Sc. 8, 90, 1922). Verf. führt die erstgenannten

„anormalen“ Reflexionen auf Interferenzen infolge der Periodizität in jeder einzelnen Gitterebene zurück, deren Gitterkonstante er mit  $d_2$  bezeichnet, während  $d_1$  der Ebenenabstand ist. Der Glanzwinkel der einfallenden Strahlung sei  $\theta$ , der der reflektierten

Strahlung  $\varphi$ . Dann ergibt sich als Reflexionsgesetz:  $\cos \varphi - \cos \theta = \frac{n_1 \cdot \lambda}{d_1}$ , wo

$n_1 = 0, 1, 2$  usw. und  $\frac{1}{\sin \varphi} - \frac{\cos(\theta + \varphi)}{\sin \varphi} = \frac{n_2 \cdot \lambda}{d_2}$ , wo  $n_2 = 1, 2, 3$  usw. (nicht 0).

Um den Fall der Fluoreszenzstrahlung zu erklären, muß eine feste Phasenbeziehung zwischen der absorbierten Primärstrahlung und der emittierten Sekundärstrahlung angenommen werden. Für diesen Fall lauten die Bedingungen:

$$\frac{\cos \varphi}{\lambda_2} - \frac{\cos \theta}{\lambda_1} = \frac{n_1}{d_1} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\lambda_2 \cdot \sin \varphi} - \frac{\cos(\theta + \varphi)}{\lambda_1 \sin \varphi} = \frac{n_2}{d_2}.$$

Da Duane als Primärstrahlung weiße Strahlung benutzte, reichen seine Daten zur vollständigen Prüfung der Formeln nicht aus.

BEHNKEN.

**Giulio Krall.** Sulla velocità della luce nei campi di forza. Cim. (6) 23, 225—226, 1922, Nr. 24.

**C. O. Bartrum.** Reflection from Cylindrical Surfaces. Nature 108, 436, 1921, Nr. 2718. SCHEEL.

**W. J. Beekman und F. W. Oudt.** Methode zur Bestimmung des Reflexionsvermögens der Metalle als Funktion von Wellenlänge und Temperatur. ZS. f. Phys. 33, 831—835, 1925, Nr. 10/11. „Das Licht einer Lichtquelle trifft das Metall, wird reflektiert und durch eine unter  $45^\circ$  gestellte Platte auf einen Spektrographen geworfen. So erhält man auf einer photographischen Platte eine Schwärzung, die durch das reflektierte und emittierte Licht verursacht wird. Dann wird die Emission der Folie gesondert aufgenommen. Emission und Emission mit reflektiertem Licht werden verglichen mit dem Licht derselben Lampe, das an einem Spiegel reflektiert wird, dessen Reflexionskoeffizient gesondert bestimmt wird. Die Vergleichung der Intensitäten geschieht auf photographischem Wege, wobei Intensitätsmarken mit Hilfe eines stufenartigen Spaltes gewonnen werden ... Mittels der beschriebenen Apparatur wurden auf einer photographischen Platte fünf Aufnahmen vereinigt, und zwar: a) Reflexion der kalten Platinfolie (auf welches Metall die Arbeit sich bisher beschränkt), b) kombinierte Reflexion und Emission bei einer Temperatur  $T_1$ , c) Emission bei derselben Temperatur  $T_1$ , d) wieder die Reflexion des kalten Platins (um die während des Glühens bei  $T_1$  entstandene Strukturänderung und damit Änderung des Reflexionsvermögens zu erkennen und zu berücksichtigen), e) Reflexion an einem geeichten Spiegel ... Überlagerte He- und Ne-Linien geben die Wellenlängen. Die Spektren wurden in der Längsrichtung mit dem Mikrophotometer von Moll durchphotometriert; aus den Schwärzungskurven ergibt sich der durch Kurven dargestellte Reflexionskoeffizient des Platins vor und nach dem Erhitzen ... Aus den Resultaten geht hervor, daß bei höheren Temperaturen der Reflexionskoeffizient zunimmt, was nicht mit der Erwartung in Übereinstimmung ist. Es bleibt die Frage, ob man bei den Messungen von einem Reflexionskoeffizienten sprechen kann, denn es scheint, daß infolge der großen Erhitzung ( $1300^\circ \text{C}$ ) innerhalb der dünnen Platinfolie Strukturänderungen stattfinden. Eine Andeutung in dieser Richtung liefert auch die Tatsache, daß für den Reflexionskoeffizienten des Platins vor und nach der Erhitzung Werte gefunden wurden, welche so verschieden waren, daß sie unmöglich durch Messung erklärt werden können und also als reell betrachtet werden müssen.“

KNIPPING.

**F. E. Wright.** Empirical dispersion formulae for optical glasses. Journ. Opt. Soc. Amer. **11**, 132—133, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Studie mittels graphischer Methoden über die Beziehungen zwischen Brechungsindizes und Dispersionen einer Reihe optischer Gläser zeigt, daß folgende angenähert lineare Beziehungen bestehen:

$$n_1 - n_2 = a(n_3 - n_4) + b \quad \text{oder} \quad n_1 = a(n_3 - n_4) + n_2 + b \quad \dots \quad (1)$$

$$\frac{n_1 - 1}{n_2 - 1} = c \frac{n_3 - 1}{n_4 - 1} + d \quad \text{oder} \quad n_1 - 1 = c(n_3 - 1) + d(n_4 - 1) \quad \dots \quad (2)$$

durch Kombination zweier Gleichungen dieser Form finden wir die Beziehung

$$n = e(n_1 - n_2) + f n_3 + g, \quad \text{wo} \quad f + g = 1;$$

$$\frac{n_1 - n_2}{n_3 - n_4} = k \frac{n_5 - n_6}{n_3 - n_4} + m \quad \text{oder} \quad n_1 - n_2 = k(n_5 - n_6) + m(n_3 - n_4) \quad \dots \quad (3)$$

$$\frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = p \frac{n_1 - n_2}{n_F - n_C} + q \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad (4)$$

$$n_1 = h n_2 + i \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad (5)$$

$$n_1 = a \nu_2 + b \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad (6)$$

Von diesen Beziehungen sind die beiden ersten die exaktesten und von ihnen können die anderen abgeleitet werden; daraus können auch empirische Dispersionsgleichungen für optische Gläser sehr leicht hergeleitet werden. Die angeführten Dispersionsgleichungen und mehrere neue Gleichungen werden an Hand der Gleichungen (1) und (2) diskutiert. (Übersetzung.)

FLÜGGE.

**Enos E. Witmer.** The Fraunhofer diffraction pattern for a general polygonal aperture. Phys. Rev. (2) **25**, 896, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die hauptsächlichsten Eigenschaften der Fraunhofer'schen Beugungsbilder einer allgemein polygonalen Öffnung werden hergeleitet aus der wohlbekannten Formel

$$\Phi_0(t) = - (A/\lambda \varrho_1 \varrho_0) (\partial \varrho_0 / \partial z) e^{ikwt} \iint i e^{i(pz + qy)} dx dy.$$

Die Analysis zeigt, daß das wichtigste Aussehen in Lichtstrahlen besteht, die von dem Bilde des leuchtenden Punktes ausgehen. Entsprechend einer jeden Seite des Polygons gibt es zwei Strahlen, unter  $180^\circ$  zueinander und senkrecht zu der betreffenden Seite. Unter Weiterführung dieses Ergebnisses, welches mit früheren experimentellen Kenntnissen in Einklang steht, sagt die Theorie folgende interessanten Tatsachen voraus, die die strahlige Struktur betreffen. Wenn es keine andere zu der betreffenden Polygonseite parallele Seite gibt, ist die Intensitätsverteilung in den beiden entsprechenden Strahlen gegeben durch die Formel  $J = B^2 l^2 / p^2$ , wo  $p = 2\pi r / \lambda \varrho_0$ ,  $r$  der längs dem Strahle vom Zentrum des Beugungsbildes gemessene Abstand ist und  $l$  die Länge der entsprechenden Seite der Öffnung. In diesem Falle zeigen die Strahlen keine Fransenstruktur. Wenn zwei Seiten der Öffnung parallel sind, so ist die Intensitätsverteilung  $J = B^2 / p^2 \{(l_1 + l_2)^2 \cos^2 a p + (l_1 - l_2)^2 \sin^2 a p\}$ , wo  $2a$  den Abstand zwischen den parallelen Seiten der Öffnung bedeutet. In diesem Falle haben die Strahlen Fransenstruktur. Diese Formeln sind nur angenähert richtig, wenn  $p$  klein ist. Photographien an verschiedenen Öffnungen bestätigen die Theorie. (Übersetzung.)

FLÜGGE.

**D. R. Hartree.** The Atomic Structure Factor in the Intensity of Reflexion of X-Rays by Crystals. Phil. Mag. (6) **50**, 289—306, 1925, Nr. 295. [S. 1578.]

**W. Lawrence Bragg.** The Interpretation of Intensity Measurements in X-Ray Analysis of Crystal Structure. (A Note on the paper „The Atomic Structure Factor in the Intensity of Reflexion of X-Rays by Crystals“ by D. R. Hartree.) Phil. Mag. (6) **50**, 306—310, 1925, Nr. 295. [S. 1578.] BEHNKEN.

**C. V. Raman.** The Molecular Scattering of Light in Liquids and Solids. Nature **108**, 402—403, 1921, Nr. 2717. SCHEEL.

**Ed. Friedel.** Corps smectiques et rayons X. C. R. **180**, 269—271, 1925, Nr. 4. [S. 1577.] BEHNKEN.

**F. C. Harris.** The Photo-Elastic Constants of Glass as affected by High Temperatures and by Lapse of Time. Proc. Roy. Soc. London (A) **106**, 718—723, 1924, Nr. 740. Durch Untersuchung mehrerer Glasproben bei höheren Temperaturen ist festgestellt worden, daß mit Ausnahme eines schweren Bleiglases (64,4 Proz. PbO) alle Gläser ein Ansteigen der optisch-elastischen Konstanten, wenigstens im Intervall von 16 bis 400°, zeigen. Ferner wird aus dem Vergleich mit früheren Messungen von Filon und Jessop geschlossen, daß auch bei normaler Temperatur eine zeitliche Zunahme der elastisch-optischen Konstanten folgt, die bis zu 39,5 Proz. ansteigt. Die Beobachtungen erstrecken sich über einen Zeitraum von 20 Jahren.

H. R. SCHULZ.

**G. I. Pokrowski.** Über die Depolarisation des Lichtes in optisch-inhomogenen Medien. ZS f. Phys. **32**, 713—720, 1925, Nr. 9. Es wird vorausgesetzt, daß beim Durchgang durch einen inhomogenen Körper ein Teil des Lichtes ungestört hindurchgeht und dabei seinen Polarisationszustand behält, während der Rest durch die eingelagerten Teilchen zerstreut und dabei depolarisiert wird. Je nachdem, ob man als unabhängige Variable die Schichtlänge  $L$  oder die Konzentration  $C$  einführt, erhält man für die relative Menge  $R$  des polarisierten Lichtes

$$R = \frac{1}{1 + K(1 - e^{-SL}) e^{-PL}} = \frac{1}{1 + K_1(1 - e^{S_1 C}) e^{P_1 C}}.$$

Die nach diesen Formeln berechneten Werte schließen sich den Beobachtungsergebnissen von Groll, Procopiu und W. König gut an, ferner kann auch die von Groll beobachtete zeitliche Änderung der Depolarisation bei Vanadinpentoxysolen dargestellt werden.

H. R. SCHULZ.

**A. G. Worthing.** The Temperature Scale and the Melting-Point of Molybdenum. Phys. Rev. (2) **25**, 846—857, 1925, Nr. 6. [S. 1642.] HENNING.

**Marya Kahanowicz.** Punti di trasformazione di alcuni metalli e leghe in rapporto al potere emissivo. Lincei Rend. (5) **30** [2], 178—182, 1921, Nr. 5/6. [S. 1579.] GERLACH.

**Karl K. Darrow.** Some Contemporary Advances in Physics. VIII. The Atom-Model. First Part. Bell. Syst. Techn. Journ. **4**, 407—458, 1925, Nr. 3. [S. 1571.] MECKE.

**F. L. Brown and J. W. Beams, Jr.** The relative times of first appearance of certain bright spectrum lines. Phys. Rev. (2) **25**, 886, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Im Luftfunkens erscheint zuerst die Stickstoffgruppe bei  $\lambda 5002$ , dann die Gruppe bei  $\lambda \lambda 5667$  bis 5680, gefolgt von den Metalllinien des Elektrodenmaterials: Bei Cd erscheint zuerst das Funkendublett  $\lambda 5378$ , dann das Bogentriplett  $\lambda \lambda 5086$ , 4800, 4678, schließlich die Einzellinie  $\lambda 6438$ . Bei Mg zuerst das Funken-

dublett  $\lambda 4481$ , dann das Triplet  $\lambda\lambda 5184, 5172, 5167$ ; bei Zn zuerst das Funken-dublett  $\lambda 4924$ , dann das Triplet  $4811, 4722, 4680$ , darauf die Funkenlinien  $\lambda 6108, \lambda 6022$  und die Bogenlinie  $\lambda 6362$ . Beim Cd ist der ungefähre Zeitunterschied des Erscheinens des Dubletts vor dem Triplet etwa  $3 \cdot 10^{-8}$  Sekunden. Von der Apparatur wird nur mitgeteilt, daß sie eine modifizierte Form der von Abraham und Lemoine u. a. benutzten ist.

MECKE.

**George S. Monk.** Secondary standards of wave-length in the spectra of neon and iron. Phys. Rev. (2) **26**, 284, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine zweite Ankündigung (s. diese Ber. S. 722) des Verf. über seine Interferometermessungen von Cadmiumlinien: Er vergleicht die Emission einer Michelson-H-Röhre, eines Vakuumbogens und einer modifizierten Röhre, die besonders intensiv leuchtet, mit verschiedenen Neonlinien und findet in allen Fällen für die rote Cadmiumlinie die gleiche Wellenlänge  $6438, 4696 \pm 0,0003 \text{ Å.-E.}$ , so daß die vorgeschlagenen Wellenlängen der Neonlinien richtig sein dürften, nur in zwei Fällen, bei  $\lambda 5852$  und  $\lambda 5881$ , scheinen sie noch fraglich zu sein. Ein Vergleich von 110 Eisenlinien mit Neonlinien gibt unterhalb  $\lambda 6000$  gute Übereinstimmung mit den neueren Messungen des Bureau of Standards, im roten Teil sind die Wellenlängen jedoch etwa  $0,002 \text{ Å.-E.}$  kleiner. Die Werte für die „ $b$ “-Linien sind beim Pfundbogen systematisch niedriger als bei dem vom Bureau of Standards benutzten Bogen. Verf. meint, daß das Eisennormalsystem auf den Luftbogen und nicht auf den Vakuumbogen basiert werden sollte. MECKE.

**A. Fowler.** The Structure of the Spectrum of Ionised Nitrogen. Proc Roy. Soc. London (A) **107**, 31–42, 1925, Nr. 741. Das Funkenspektrum des Stickstoffs (N II) tritt sowohl im gewöhnlichen Luftfunken als auch in Vakuumröhren auf. Diese Untersuchung erstreckt sich auf den Spektralbereich  $\lambda\lambda 6650$  bis 2200. Zwischen  $\lambda\lambda 6000$  und 3000 können 52 Linien als N II-Linien eingeordnet werden. Es werden Triplet-, Einfach- und gestrichene Terme festgestellt. Da aber die absoluten Termwerte noch nicht berechenbar sind, so wird für den höchsten  $p_1$ -Term der Wert 70000 angenommen. Die folgenden Terme liefern 16 Kombinationen:

$k$	$j$	$k$	$j$		
2	0 $p_3$	70 167,96	1 0 $S$	44 864,36	
	1 $p_2$	70 136,36	1 0 $S^2$	40 803,12	
	2 $p_1$	70 000,00	3 2 $D?$	36 640,84	
2	1 $P$	69 888,51	3	1 $d'_3$	31 638,75
3	1 $d_3$	52 554,74		2 $d'_2$	31 614,66
	2 $d_2$	52 493,73		3 $d'_1$	31 584,37
	3 $d_1$	52 397,67	2	0 $p_3^2$	22 536,22
1	1 $s$	50 184,30		1 $p_2^2$	22 484,47
2	0 $p'_3$	48 503,95		2 $p_1^2$	22 365,05
	1 $p'_2$	48 468,70			
	2 $p'_1$	48 410,33			

MECKE.

**E. Hulhén und G. Johansson.** Über die Struktur von  $\lambda 3577$  und  $\lambda 3371$  des zweiten positiven Stickstoffspektrums. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. **18**, Nr. 28, 9. S., 1925, Heft 4. Die Arbeit bringt die Ausmessung und Einordnung der positiven Stickstoffbanden  $\lambda 3577$  und  $\lambda 3371$ .  $\lambda 3577$  wurde von Verff. in fünfter Ordnung eines Konkavgitters photographiert; für die Einordnung der Bande 3371 wurden die Messungen von P. Zeit (diese Ber. 2, 1363, 1921) verwandt. (Inzwischen ist diese Arbeit bereits durch Ausmessung und Einordnung weiterer Banden von Verff. vervollständigt worden, siehe diese Ber. S. 61, und ferner diese Ber. **5**, 1363, 1924. Der Ref.)

MECKE.

**W. H. J. Childs.** A Peculiarity of some Red Neon Lines. *Nature* **115**, 572, 1925, Nr. 2894. Bei einer Neonlampe von Hilger beobachtete Verf. mit einem Fabry-Perotschen Interferometer eine Aufspaltung der Linie  $\lambda$  6402. Weniger deutlich trat sie bei  $\lambda$  6143 und  $\lambda$  6334 zutage. Abkühlung auf die Temperatur der flüssigen Luft verstärkte den Effekt. Ein Vergleich früherer Wellenlängenmessungen zeigt bei dieser Linie auch Schwankungen der Messungen zwischen  $\lambda$  6402,246 und 6402,339 Å.-E., weswegen sie als Normale wenig geeignet sein dürfte und nur als Testobjekt für die Güte einer Interferometerjustierung in Betracht käme. Nach Versuchen von Meissner wird diese Linie im angeregten Zustande am meisten absorbiert, so daß die Aufspaltung auf einer Selbustumkehr zurückzuführen ist. Für die Mitte der Linie findet Verf. dann die Wellenlänge  $6402,251 \pm 0,001$  Å.-E. MECKE.

**Harvey B. Lemon.** On the Spark Spectrum of Tungsten in a Helium Vacuum Arc. *Nature* **115**, 802, 1925, Nr. 2899. Brennt eine Wolframglühhelektrode durch, oder wird sie in einer Heliumatmosphäre durch Heizung oder Bogenentladung stark überlastet, so erscheinen die Funkenlinien des Wolframs. Ihre Intensitätsverteilung ist jedoch eine ganz andere wie im gewöhnlichen Funkenspektrum. Verf. äußert die Vermutung, daß die Wellenlängen der auf diese Art erzeugten Funkenlinien vielleicht leichter reproduzierbar sind und durch Poleffekte oder Druckverschiebungen weniger stark beeinflußt werden. MECKE.

**L. Vegard.** The origin of the Auroral spectrum. *Skrifter Kristiania* [1] **2**, 1924, Nr. 12, 14 S. Gegen andere, bereits referierte Arbeiten des Verf. über den gleichen Gegenstand bringt diese Arbeit nichts Neues, so daß auf eine dieser Arbeiten verwiesen werden kann (diese Ber. 5, 200, 1224, 1663, 1924; 6, 64, 725, 1125, 1925 u. a.). MECKE.

**J. C. McLennan.** The Auroral Green Line. *Nature* **115**, 607, 1925, Nr. 2895. Die vom Verf. (diese Ber. S. 1124) in einem Gemisch von Helium und Sauerstoff bei der Temperatur der flüssigen Luft gefundene Nordlichtlinie  $\lambda$  5577 tritt unter geeigneten Druckbedingungen genau so intensiv auch bei Zimmertemperatur auf. Die Versuche sprechen dafür, daß diese Linie eine Sauerstofflinie ist. MECKE.

**L. Vegard.** Luminescence of Solid Nitrogen and the Auroral Spectrum. *Nature* **115**, 837—838, 1925, Nr. 2900. Die Notiz ist eine Antwort auf die Erwiderung von McLennan über den Ursprung der Nordlichtlinie (diese Ber. S. 998). Verf. hält seine Prioritätsansprüche aufrecht, ferner bleibt er bei seiner Behauptung, daß die Wellenlängen der Maxima von  $N_1$  sich mit der Konzentration ändern und sich mit abnehmender Teilchengröße des festen Stickstoffs der Nordlichtlinie nähern. Verf. Vorwurf der Unvollkommenheit der Apparatur (diese Ber. S. 559) bezog sich nicht auf die Ausrüstung des Instituts von Toronto, sondern nur auf die spezielle Versuchsanordnung. MECKE.

**W. W. Sleator and E. R. Phelps.** The fine structure of the near infra-red absorption bands of water-vapor. *Astrophys. Journ.* **62**, 28—48, 1925, Nr. 1. Die Verff. untersuchen vier Absorptionsgebiete des Wasserdampfes, als deren mutmaßliche Bandenmitten sie  $6,266 \mu$ ,  $3,11 \mu$ ,  $1,8700 \mu$  und  $1,382 \mu$  angeben. Sie finden viel mehr Linien als ihre Vorgänger, erreichen aber auch keine völlige Auflösung. Zu den Messungen benutzen sie das früher von Sleator und von Imes verwandte Prismen-Gitterspektrometer, aber vier von Barker gefertigte Echelettegitter mit 480, 2880, 7200 und 20000 Strichen pro inch, sowie ein anderes Gitter mit 15000 Strichen. Die Echelettegitter konzentrieren die Energie auf einzelne Ordnungen, so daß es möglich

ist, die Spalte des Spektrometers viel enger zu nehmen. Die Eichung nach Wellenlängen erfolgte bolometrisch. Eine Messung bei  $6,26\text{ }\mu$  in der zweiten Ordnung eines Echelettegitters von 480 Strichen pro inch stimmte gut mit den von E. v. Bahr mit einem Steinsalzprisma gefundenen Werten überein. Bei Messungen mit einem anderen Gitter (2880 Str./inch) gelang es, bei einer Anzahl Linien die Grenze der Auflösbarkeit zu erreichen, während die übrigen noch komplex zu sein scheinen. Die engste Spaltbreite betrug hierbei  $40\text{ \AA}$  und der Abstand der Meßpunkte etwa  $24\text{ \AA}$ . Aus den  $\Delta\nu$  der aufgelösten Linien versuchen die Verff. das Trägheitsmoment zu berechnen. In dem zweiten bearbeiteten Absorptionsbereich messen die Verff. bis  $3,33\text{ }\mu$ , während Sleator seine Messungen schon bei  $2,86\text{ }\mu$  abgebrochen hatte. Durch Einschaltung von Absorptionsgefäßen mit Kohlensäure oder Wasserdampf wurde der Ursprung der Banden nachgeprüft. Änderung der Dampftemperatur bis  $350^\circ\text{C}$  hatte keinen merkbaren Einfluß auf Zahl, Lage oder relative Intensität der Absorptionslinien, auch eine Verlagerung der maximalen Absorption wie bei dem HCl trat nicht auf. DREISCH.

**Louis A. Turner and K. T. Compton.** The Nature of the Iodine Line  $2062\text{ \AA}$ . *Phys. Rev. (2)* **25**, 791—794, 1925, Nr. 6. Die Verff. untersuchen den Ursprung der in Emission sehr starken und auch von Füchtbauer, Waibel und Holm in Absorption erhaltenen J-Linie  $2062\text{ \AA}$ -E. Ein Resonanzversuch mit einer sehr lichtstarken Anordnung — Belichtungszeit für die Hg-Linie 2536 in Resonanz 1 sec — zeigt, daß die Linie nicht dem Normalzustand entspricht. Vielmehr gehört die Linie einem Endzustand — in Emission — an, der ungefähr 0,545 Volt über dem Normalzustand liegt, wie eine kurze, rohe Rechnung unter Verwendung von Formeln von Rayleigh und Lamb, Fowler und Milne und den Füchtbauerschen Daten über Linienbreite und Dampfdichte ergibt. Die Resonanzlinie des J-Atoms muß dann unterhalb  $1850\text{ \AA}$ -E. liegen.

FRERICHS.

**R. V. Zumstein.** The absorption spectrum of lead vapor in the ultra-violet. *Phys. Rev. (2)* **26**, 189—194, 1925, Nr. 2. Eine Anwendung einer früher beschriebenen Methode zur Messung von Absorptionsspektren in einem von außen durch Acetylen-Sauerstoff geheizten Kohlerohr. Außer 14 von Grotian in Absorption beobachteten Bleilinien treten weitere 20 bei Temperaturen bis  $1600^\circ$  auf. Das Thorsen-Grotiansche Serienschema wird im wesentlichen bestätigt und durch Auffinden weiterer Kombinationen gestützt. Einige Änderungen: Die Serie  $2p_5 - 2s$  wird ersetzt durch  $2p_3 - mx$ , parallel zu  $2p_3 - ms$ ; ferner werden 10 neue Terme festgestellt, mit den Bezeichnungen:  $X_3, 3p_2, 3p_3, 4p_2, 4p_3, 3d_1, 2x, 4x, 5x$ . Die nahe benachbarten Terme  $2p_3$  und  $2p_2$ , die sich nur um  $2823\text{ cm}^{-1}$  unterscheiden, lassen sich bei ungefähr  $1200^\circ$  getrennt anregen, wodurch die Möglichkeit einer Prüfung der Sahaschen Theorie der thermischen Anregung gegeben ist. Zum Schluß eine kurze Mitteilung über die Beobachtung von drei neuen Bleilinien, darunter  $2189,6\text{ \AA}$ -E. =  $2p - 4x$ , in einem 100 Amp.-Bleibogen.

FRERICHS.

**George R. Harrison and George Shannon Forbes.** Spectral energy characteristics of the mercury vapor lamp. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **10**, 1—17, 1925, Nr. 1. Es wird über ausführliche, mit Hilfe eines großen Quarzmonochromators und Thermosäule ausgeführte Messungen berichtet über die Abhängigkeit der Intensität der wichtigsten Quecksilberlinien von der Belastung der Quarzquecksilberlampe (Strom und Spannung getrennt, bei gleichem Wattverbrauch ist hohe Spannung und niedrige Stromstärke absolut günstiger), von der Bogenlänge und vom Druck der Lampe. Die zahlreichen Zahlenangaben müssen im Original nachgelesen werden. Die Untersuchung scheint für photochemische und biologische Verwendung der Quecksilberstrahlung wichtig zu sein.

W. GERLACH.

**F. L. Brown and J. W. Beams jr.** The order of appearance of certain lines in the spark spectra of cadmium and magnesium. Journ. Opt. Soc. Amer. **11**, 11—15, 1925, Nr. 1. Verff. setzen in den Strahlengang Funkenstrecke — Spektrograph eine Kerrzelle zwischen gekreuzten Nicols und schalten diese parallel zur Funkenstrecke. Solange an der Zelle ein hohes Potential liegt, ist sie durchsichtig, bricht aber beim Funkenübergang die Spannung zusammen, so wird sie undurchlässig. Dadurch, daß zwischen Funkenstrecke und Kerrzelle eine längere Leitung gelegt wurde, konnte in dem Eintreten der Verdunkelung gegenüber dem Einsetzen des Funkens eine wenigstens relativ meßbare Verzögerung hervorgerufen werden. Auf diese Weise wurde die Reihenfolge des Auftretens von Cadmium-Bogen- und -Funkenlinien folgendermaßen gefunden: Zuerst  $Cd^+ 5d_i - 4f_i$ , dann  $Cd 2p_i - 2s$  und zuletzt  $Cd 6438, 2P - 3D$ . Von Mg konnte nur die Funkenlinie 4481 und das später erscheinende Bogentriplett  $2p_i - 2s$  beobachtet werden. Um den zeitlichen Abstand zwischen dem Auftreten der Bogen- und Funkenlinien zu messen, wurde mittels zweier Spiegel der Lichtweg zwischen Funken und Kerrzelle so verändert, daß das eine Mal eben die Bogen-, das andere Mal eben die Funkenlinien erschienen. Es wurde so eine Differenz von  $3 \cdot 10^{-8}$  sec gefunden, doch wird in einer Fußnote darauf hingewiesen, daß neuere Versuche eine wesentlich längere Zeit ergaben. Ferner wurde beobachtet, daß die Ausbreitung des elektrischen Feldes längs der Drähte mit einer Geschwindigkeit  $< c$  erfolgte, und daß diese Geschwindigkeit von der Spannung, d. h. der Länge der Funkenstrecke, abhing.

Joos.

**W. Gerlach und Fr. Gromann.** Notiz über die Spektren der Halogene. Naturwissenschaft. **13**, 608, 1925, Nr. 27. Es wird kurz mitgeteilt, daß in ihrem Temperaturverhalten folgende Emissionsgebilde der Halogene (nicht aufgelöste Bänder als kontinuierliche Spektren) gleichartig sind: Chlor 3180, Brom 4200, Jod 4800 und Chlor 2610—2500, Brom 2930—2800, Jod 3460—3350. Den langwelligen Grenzen der etzten Bänder, welche man früher der Elektronenaffinität zuschrieb, entsprechen Energien von 108 bzw. 96,7 bzw. 81,8 cal pro Mol.

W. GERLACH.

**A. L. Narayan and D. Gunnaiya.** Absorption of Lithium Vapour. Proc. Roy. Soc. London (A) **106**, 51—54, 1924, Nr. 735. Im Anschluß an frühere Untersuchungen von verschiedener Seite über die Absorptionsspektren von Natrium- und Caesiumdampf untersuchen die Verff. das kannelierte Absorptionsspektrum des Lithiums. Lithiumdampf in einer auf  $1400^{\circ}$  erhitzten Porzellanröhre zeigt, ähnlich wie Natrium und Caesium, ein Absorptionsspektrum, das aus zwei Gruppen von Banden besteht und teilweise im roten, teilweise im blaugrünen Teil des Spektrums liegt. Die Verff. geben Messungen von ungefähr 30 Bandenköpfen und zeigen in einer Reihe von Aufnahmen — mit geringer Dispersion — bei variierter Dampfdichte die Entwicklung des Spektrums und seinen komplexen Bau, der auf eine linienreiche Feinstruktur — wie bei den anderen Alkalien — schließen läßt.

FRERICHS.

**Robert S. Mulliken.** A band of unusual structure probably due to a highly unstable calcium hydride molecule. Phys. Rev. (2) **25**, 509—522, 1925, Nr. 4. Das Spektrum des Cu-Lichtbogens in  $H_2$  von niedrigem Druck (besonders deutlich zwischen 3 und 20 mm Hg) enthält eine Bande, deren Kopf bei  $3533,6 \text{ \AA}$  liegt. Wegen des großen Linienabstandes und des Fehlens von Isotopeneffekten muß die Bande einem Cu-Hydrid zugeschrieben werden. Die einfache Struktur deutet auf ein zweiatomiges Molekül. Die Bande besteht aus einem positiven  $P$ - und einem negativen  $R$ -Zweig, die Nulllinie  $R(0)$  bei  $3526,02 \text{ \AA}$  fehlt. Beiderseits schließen sich anomal schwache Linien an; bei den darauf folgenden Linien erreicht die Intensität bald ein

Maximum, fällt dann langsam ab, um plötzlich schon mit der zehnten Linie des *R*-Zweiges und der zwölften des *P*-Zweiges abzubrechen. Diese beiden letzten Linien sind um 0,60 Wellenzahlen verschoben. Unter der Annahme, daß sie einem gemeinsamen Anfangszustand angehören, wird die Bande nach der Kratzerschen Theorie analysiert. Der Umstand, daß nur eine einzige Bande auftritt, d. h. daß die Kernschwingungszahl sowohl im Anfangs- wie im Endzustand den Wert Null hat, sowie die Tatsache, daß nur Rotationsquantenzahlen kleiner als 11 vorkommen, legen die Vermutung nahe, daß der Träger ein sehr instabiles Molekül ist, vielleicht eine Verbindung eines angeregten (nicht ionisierten) Cu-Atoms mit einem Wasserstoffatom.

JUNG.

**Rogers D. Rusk.** The absorption of hydrogen in potassium vapor arcs. Phys. Rev. (2) **25**, 889, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Im elektrischen Bogen, bei Gegenwart eines heißen Drahtes oder beim Erhitzen, wird Wasserstoff von Kaliumdampf absorbiert. Die Untersuchung dieser Absorption bei 300°C lehrt, daß Kalium sich mit atomarem Wasserstoff verbindet. Im Lichtbogen wird bei 190°C und bei Potentialen über 16 Volt starke Absorption beobachtet, die einer chemischen Verbindung des Kaliums mit dem Wasserstoff zuzuschreiben ist. Eine merkliche Dissoziation des Wasserstoffs unterhalb 16 Volt scheint also nicht einzutreten. Früher beobachtete Spuren von Absorption sind anderen Faktoren zuzuschreiben. Bei hinreichenden Dampfdichten des Kaliums konnte der Bogen bei 6 Volt noch aufrechterhalten werden. War Quecksilberdampf im Bogen zugegen, so tritt schon bei Spannungen unter 16 Volt Absorption ein, die der Dissoziation des Wasserstoffs bei Zusammenstößen mit angeregten Quecksilberatomen zuzuschreiben ist.

JUNG.

**Lucy Mensing.** Beitrag zur Theorie der Verbreiterung von Spektrallinien. Auszug Diss. Hamburg, 7 S., 1925. Bei den bisherigen Theorien der Linienverbreiterung ist nicht berücksichtigt worden, daß die Wechselwirkung zwischen gleichartigen Atomen bedeutend größer sein kann als zwischen verschiedenartigen. Zwischen den Bewegungsfrequenzen gleichartiger Atome bestehen Kommensurabilitäten, die nach der Störungstheorie zu Phaseneinstellungen Veranlassung geben können. Der Einfluß derartiger Kommensurabilitäten wird hier störungstheoretisch untersucht für Alkaliatome und HCl-Moleküle unter Zugrundelegung einfacher Modelle (Keplerellipse, rotierender Dipol und Störungsenergie als Dipolenergie berechnet). Es ergibt sich, daß die Linienbreite bei den Alkaliatomen dem Druck proportional und für alle Linien der Hauptserie, in Schwingungszahlen ausgedrückt, gleich sein muß. Bei Bandenlinien ist die Breite für verschiedene Linien verschieden, und zwar am größten für Linien, die einem Wert der Rotationsquantenzahl von großer Wahrscheinlichkeit entsprechen. Bei Cs rechnet Verf. für  $p = 6,72$  mm und  $T = 623^\circ$  abs. eine Breite von  $\Delta\nu = 2 \cdot 10^{10}$  aus, bei den HCl-Banden im Ultrarot für Atmosphärendruck und Zimmertemperatur eine Breite von etwa 5 Å.-E. Die vorliegenden experimentellen Daten lassen noch keinen Schluß für oder gegen die Theorie zu.

MECKE.

**Joseph W. Ellis.** Emission from the Bunsen flame. Phys. Rev. (2) **26**, 283—284, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit einem neuen selbstregistrierenden Ultrarotspektrographen mit zwei Quarzprismen in Littrowaufstellung wird die Emissionsbande des Bunsenbrenners bei  $2,7\text{ }\mu$  aufgelöst. Maxima liegen bei  $2,58\text{ }\mu$  und  $2,76\text{ }\mu$ . Weiter zeigt sich eine schwächere Doppelbande bei  $1,79\text{ }\mu$  und  $1,99\text{ }\mu$  und ein noch schwächeres breites Band bei  $1,40\text{ }\mu$ . Diese Emissionsgebiete entsprechen im allgemeinen zahlreichen schwachen Maximis, die Paschen 1894 fand. Alle, mit Ausnahme des langwelligeren Teiles der zuerst genannten Bande, wurden von Paschen

als Wasserdampfbanden erkannt, da sie auch in der Knallgasflamme auftreten. Barkers Annahme, daß die beiden Teile der Bande bei  $2,7 \mu$  keine reguläre Doppelbande darstellen, wird durch den Umstand gestützt, daß eine solche Doppelbande in Emission eine Aufspaltung besitzen müsse, die der bei den Wasserdampf- und Kohlensäurebanden in diesem Gebiet gefundenen entspräche. Die Berechnung der Temperatur der Flamme aus den Barkerschen Werten für die Emission und Absorption der Doppelbanden bei  $4,4 \mu$ , steht mit den Meßergebnissen in Übereinstimmung.

DREISCH.

**W. M. Hicks.** On the generally accepted Explanation of the Zeeman Triplet on a Quantum Basis. Nature **115**, 978, 1925, Nr. 2904. Verf. behauptet, daß die Quantentheorie das normale Zeeman-Triplett nicht erklären könne und sucht dies folgendermaßen zu beweisen: 1. Geht man vom Feld Null aus und läßt das Feld langsam anwachsen, so bleibt eine Quantenbahn gequantelt (Adiabatenhypothese), die Energie kann aber nicht geändert werden sein, weil bekanntlich die magnetische Kraft stets senkrecht auf der Geschwindigkeit des Elektrons steht. 2. Berechnet man die Bahn bei vorhandenem Feld und quantelt das Impulsmoment, so kommt nur ein Glied zweiten Grades als Zusatzenergie heraus. [1. widerspricht dem Induktionsgesetz, wäre die Überlegung richtig, so gäbe es keinen Induktionsstrom; bei 2. liegt der Fehler in der Quantelung des Impulsmoments (vgl. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 4. Aufl., S. 802) d. Ref.]

Joos.

**C. C. Kiess.** Series in the arc spectrum of nitrogen. Journ. Opt. Amer. **11**, 1—9, 1925, Nr. 1. Science (N. S.) **61**, 468, 1925, Nr. 1583. Verf. hatte früher (Science **60**, 749, 1924) Gesetzmäßigkeiten, welche er im ultraroten Teile des in Geisslerrohren erzeugten Stickstoffspektrums gefunden hatte, einem Quintettsystem von  $N^+$  zugeschrieben, wobei als einziges Kriterium die Landésche Intervallregel diente. Nachdem nun Merton und Pilly (Proc. Roy. Soc. (A) **107**, 411 1925) Wellenlängen von Linien veröffentlichten, die bestimmt dem neutralen N-Atom zugehören, zeigte es sich, daß unter diesen dieselben Frequenzdifferenzen auftreten wie unter den oben erwähnten ultraroten Multipletts, die daher auch dem neutralen N zugeschrieben werden müssen. Das Spektrum von N läßt sich dann weitgehend analysieren. Es besteht aus einem Doublet- und einem Quartettsystem. In beiden sind die tiefsten bisher gefundenen Terme  $P$ -Terme. Im Quartettsystem kommen außer dem tiefsten noch zwei höhere  $P$ -Terme vor, die gleichfalls mit einem  $D$ -Term kombinieren. Die Linien  $nD_4 - mP_3$  lassen sich sehr gut durch eine Ritzformel darstellen:

$$\nu = nD_4 - \frac{R_N}{\{m + a - b(nD_4 - \nu)\}^2};$$

$$nD_4 = 22461,90$$

$$R_N = 109732,86$$

$$a = -0,139841$$

$$b = 1,86113 \cdot 10^{-6}$$

Beobachtet sind die Glieder  $m = 2,4$  und  $5$ ;  $m = 3$  fällt ins unzugängliche  $\mu.r.$ ,  $m = 1$  ins Lymangebiet bei  $760 \text{ \AA}$ -E., wo Millikan und Bowen auch tatsächlich  $N$ -Linien fanden, deren Identität mit den hier berechneten indes fraglich ist. Mit diesen  $3P$ -Termen kombinieren ferner ein  $P'$ - und ein  $S$ -Term. Ferner kann ein  $DD'$ - und ein  $DF$ -Multiplett im Quartettsystem nachgewiesen werden. Die Intervallregel wird nur von den beiden höheren  $P$ -Termen und dem  $D$ -Term gut erfüllt. Im Doublettsystem können zwei  $PP'$ - und je eine  $PD$ - und  $PS$ -Kombination angegeben werden.

Joos.

**I. S. Bowen and R. A. Millikan.** Series spectra of  $B_{II}$  and  $C_{III}$ . Phys. Rev. (2) **26**, 282, 1925, Nr. 2. Kurzer Sitzungsbericht. Die Verff. geben für  $B_{II}$  die folgenden Terme an:  $2S = 194\,325,9$ ;  $3S = 66\,665,1$ ;  $2P = 120\,929,4$ ;  $3D = 48\,410,3$ ;  $3s = 72\,930,8$ ;  $4s = 36\,655,5$ ;  $2p_1 = 165\,843,9$ ;  $2p_{2,3} = 165\,362,7$ ;  $3p_1 = 59\,006,5$ ;  $3p_{2,3} = 59\,010,0$ ;  $3d = 52\,054,2$ ;  $4d = 28\,640,4$ ;  $4f = 27\,800,0$ ;  $5f = 17\,795,7$ . Ebenso finden sie für  $C_{III}$  die folgenden Terme:  $2S = 375\,463,1$ ;  $2P = 273\,111,0$ ;  $3s = 146\,197,2$ ;  $2p = 331\,939,2$ ;  $3p_1 = 124\,685,8$ ;  $3p_2 = 124\,698,6$ ;  $3p_3 = 124\,704,1$ ;  $3d = 114\,387,2$ ;  $4f = 62\,600$ . MECKE.

**J. J. Hopfield.** Series and multiplets in sulfur and chlorine. Phys. Rev. (2) **26**, 282—283, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die vom Verf. im Schwefelspektrum gefundenen Triplettserien (diese Ber. **5**, 48, 1924) lassen sich durch die folgenden Formeln darstellen:

$$2P_i - nS: \nu = 2P_i - R/(n + 1,050\,86 - 0,133\,86/n + 0,054\,35/n^2)^2; n = 1, 2, \dots$$

$$2P_i - nD: \nu = 2P_i - R/(n + 0,533\,41 + 1,067\,94/n - 0,821\,52/n^2)^2; n = 2, 3, \dots$$

( $2P_i = 83\,554$ ;  $83\,156$ ;  $82\,932$ ). Bisher uneingeordnete Linien des Schwefels konnten mit Hilfe dieser Terme eingeordnet werden. Multipletts bei  $\lambda 1381$  und  $\lambda 1473$  werden dem gleichzeitigen Sprunge zweier Elektronen zugeschrieben. Entsprechende Liniengruppen werden auch im Funkenspektrum des Chlors (Cl II) bei  $\lambda\lambda 789$ ,  $834$ ,  $888$  gefunden; die der Schwefelgruppe  $\lambda 1381$  entsprechende Liniengruppe von Cl II liegt bei  $\lambda 1063$ . Das Ionisierungspotential von Cl II wird zu 18,32 Volt, das von Cl I zu 9,16 Volt angegeben. MECKE.

**Arthur E. Ruark.** Double electron transitions and primed spectral terms. Phys. Rev. (2) **25**, 885, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. kommt zu der Überzeugung, daß durch Elektronenstoß ein Atom ionisiert und gleichzeitig das Valenzelektron des Ions auf ein höheres Energieniveau gehoben werden kann und daß ferner durch einen einzigen unelastischen Stoß zwei Elektronen gleichzeitig auf höhere Niveaus gebracht werden können: Ein Niederspannungsbogen wurde mit einer Stromdichte von  $0,5$  mAmp./mm $^2$  betrieben, bei welcher Stromdichte keine durch aufeinanderfolgende Anregungen hervorgerufene Linien auftreten. Beim Magnesium traten dann die  $pp'$ -Gruppe ebenso wie andere Serienlinien unabhängig von ihrer Klassifikation, bei der ihrer Energie entsprechenden Spannung auf. Beim neutralen Cd, In und Tl konnten einige Linien eingeordnet werden, die auf gestrichene Terme zurückzuführen sind. Wellenlängenangaben fehlen aber hier. MECKE.

**E. O. Hulbert.** Spectrum of the condensed spark in aqueous solution. Phys. Rev. (2) **25**, 888, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. betreibt den Unterwasserfunk in verdünnten Salzlösungen (0,2 Proz.). Das Elektrodenmaterial bestand aus Phosphorbronze und Duraluminium, die beide wenig Absorptionslinien lieferten. Lösungen der folgenden Metallsalze wurden benutzt: Al, Sb, As, Ba, Bi, Br, Cd, Ca, Cr, Co, Cu, J, Fe, Pb, Li, Mg, Mn, Hg, Mo, Ni, K, Na, Sr, Sn, Zn. Nur bei NaCl wurden die  $D$ -Linien in Absorption beobachtet, die sich mit zunehmender Konzentration verbreiterten. MECKE.

**William V. Houston.** On the origin of spectral doublets. Phys. Rev. (2) **25**, 884, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. macht zunächst darauf aufmerksam, daß eine magnetische Deutung der Dubletteaufspaltung eine Proportionalität der effektiven Ordnungszahl mit der dritten Potenz verlangt, die relativistische jedoch eine Proportionalität mit der vierten. Die Dubletteaufspaltungen der Elemente Li I bis

N V gehorchen allerdings dem relativistischen Aufspaltungsgesetz. Bei den Elementen NaI bis Cl VII paßt jedoch die dritte Potenz der Ordnungszahl besser und gibt zudem für die Abschirmungskonstanten Werte, die mit den aus den bekannten Termen berechneten gut vergleichbar sind. Mit wachsender Ordnungszahl nimmt die Potenz, mit der die Dubletteaufspaltung variiert, ab und liegt bei Ag und Cd zwischen 1 und 2. Bei den *d*-Termen ist das relativistische und magnetische Aufspaltungsgesetz gleich gut erfüllt. Verf. glaubt daher, daß die Aufspaltungen nicht relativistisch zu deuten sind.

MECKE.

**Erik Bäcklin.** Das  $K\alpha_{1,2}$ -Dublett der leichteren Elemente und die Abhängigkeit der Röntgenspektren von der chemischen Bindung. ZS. f. Phys. 33, 547—556, 1925, Nr. 7. Verf. hat Messungen des  $K\alpha_{1,2}$ -Dublettabstandes an leichten Elementen, nämlich Ca 20 bis Al 13 vorgenommen, um eine eventuell hier zu erwartende Anomalie, die in der Sommerfeldschen Formel

$$\frac{A\nu}{(Z-3,5)^4} \cdot \frac{1}{R} = \frac{\alpha^2}{2^4} \left[ 1 + \frac{5}{2} \frac{\alpha^2}{2^2} (Z-3,5)^2 + \dots \right]$$

nicht zum Ausdruck kommt, aufzufinden. Diese Anomalie wurde jedoch nicht gefunden. Dagegen zeigte sich ein erheblicher Einfluß der chemischen Bindung auf das  $K\alpha$ -Dublett als Ganzes bei den leichten Elementen Al 13, Si 14, P 15 und S 16. Dem freien Schwefel kommt danach eine Lage des Doublets zu, die gegen diejenige bei den Sulfaten ungefähr um die Dublettbreite verschoben ist. Bei manchen Verbindungen, z. B.  $MgSO_4$ , kommen beide Lagen vor, so daß scheinbar ein Triplet entsteht.

BEHNKEN.

**W. F. Meggers.** Multipletts im Spektrum des ionisierten Vanadiums. ZS. f. Phys. 33, 509—528, 1925, Nr. 7. Nach dem Verschiebungssatz muß das erste Funkenspektrum des Vanadiums dieselbe Struktur zeigen, wie das Bogenspektrum des Nachbarelements, des Titans, dessen Linien nach Russel (noch unveröffentlicht) u. a. sämtlich in Terme von der Multiplizität 1, 3 und 5 eingeordnet sind. Zur Auswahl der Funkenlinien des V wurde Bogen- und Funkenspektrum bei gleicher Intensität der Bogenlinien verglichen und die im Funken verstärkten Linien — über 1200 — als Funkenlinien angesehen. Nützlich zur Einordnung waren ferner Ludwigs Wellenlängenmessungen, Kings „Temperaturklassen“ und Babcocks Zeeman-Effekte. Entsprechend dem Fortschritt in der quantitativen Kenntnis der Intensitätsverhältnisse der Multipletts wurden die Linien in eine über die üblichen hinausgehende Schätzungsstufe von 1 bis 100 eingereiht. 311 Linien ließen sich so in 12 Triplet- und 7 Quintettgruppen ordnen, wobei besonders das Auftreten eines weitaufgespaltenen „Über-überbergmannterms“, ferner das Fehlen „gestrichener“ Quintett-*D*-Terme, trotz der offensichtlichen Gleichwertigkeit der gestrichenen und ungestrichenen Systeme, auffällt. Die vom Verschiebungssatz geforderte qualitative Ähnlichkeit mit dem Ti-Bogenspektrum ist im Quintettsystem weitgehend erfüllt; im Triplettsystem treten dagegen Abweichungen auf, und es zeigt sich hier zum ersten Male, indem, in Übereinstimmung mit einer von Cätilan aufgestellten Regel, an die Stelle des Ti- $^3F$ -Grundterms beim  $V^+$  ein  $^5F$ -Term tritt, daß der Normalzustand eines Atoms beim Übergang zum ionisierten Atom sich ändern kann.

FRERICHS.

**W. C. van Geel.** Intensitäten der Zeemankomponenten der Mehrfachlinien. ZS. f. Phys. 33, 836—842, 1925, Nr. 10/11. Eine experimentelle Prüfung der Formeln von Hönl für die relativen Intensitäten der Zeemankomponenten beim Oktett-, Septett- und Quintett-System. Das Aufnahmematerial war von Back mit

dem großen Tübinger Gitter aufgenommen. Die fehlenden Intensitätsmarken wurden durch Rekonstruktion der Schwärzungskurven unter Benutzung der theoretisch zu erwartenden Intensitäten erhalten. Eine Kontrolle gab die bekannten Intensitäten aufgespaltener Einfachlinien (1:2:1). Es wurde gemessen: Mg:  $4p - 3s$ ,  $\lambda\lambda = 5167, 5172, 5183$ , Mn:  $s_4 p_5, s_4 p_4, s_4 p_3$ ,  $\lambda\lambda 4852, 4783$  und  $4752$ , Cr:  $s_3 p_2$ ,  $\lambda 4289,9$  und  $s_2 p_3, s_2 p_2, s_2 p_1$ ,  $\lambda\lambda 5208, 5203, 5204$ . Im allgemeinen ist die Übereinstimmung mit der Theorie gut, die Fehler betragen meist weniger als 5 Proz., größere Abweichungen werden durch Paschen-Backeffekt und Polarisationsverluste am Gitter bedingt.

FRERICHS.

**F. W. Oudt.** Messung der Intensitätsverhältnisse von Dubblett von Alkalimetallen in der Hauptserie. ZS. f. Phys. 33, 656—657, 1925, Nr. 9. Nach bekannten, im Utrechter Institut ausgearbeiteten Methoden werden die Intensitätsverhältnisse der Alkali-Dubplets der Hauptserie gemessen. Es ergibt sich für Rb 4202—4215, 3587—3591 Å.-E., in der Bunsenflamme: 100:42—52, für Cs 4555—4593 Å.-E., im Bogen: 100:47—60 statt der nach Füchtbauer und Hofmann zu erwartenden Werte 100:33—23. Im Leuchtgasgebläse dagegen zeigt das Cs-Dublett starke Schwankungen — 100:21—48 —, die nicht reproduzierbar sind, und vielleicht auf anomale Dispersion nach Julius zurückgeführt werden können. FRERICHS.

**T. Bouma.** Intensitätsverhältnisse einiger Interkombinationslinien. ZS. f. Phys. 33, 658—659, 1925, Nr. 9. Die Hg-Linien:  $1P-nD$  und  $1P-nD$  ergeben — teils direkt mit Thermosäule, teils photographisch nach bekannten Methoden gemessen — für  $n = 2, 3, 4$  Intensitätsverhältnisse 100 zu 100 bzw. 42 zu 100 bzw. 24 zu 100, so daß die Liniengruppen  $1P-nd_3$  (nicht gemessen),  $1P-nd_2$  und  $1P-nd_1$  nicht als Multipletts mit einem charakteristischen Intensitätsverhältnis aufzufassen sind. FRERICHS.

**R. Mecke.** Zum Aufbau der Bandenspektren. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 6, 24, 1925, Nr. 2. Die zweiatomigen Erdalkalihaloide besitzen ein durch das Halogen nicht abgesättigtes Valenzelektron. Ihre Bandenspektren müssen deshalb Ähnlichkeit haben mit den Linienspektren der Alkalien, d. h. eine Dublettaufspaltung der Elektronenenergie besitzen. Verf. zeigt nun, daß diese in der Tat vorhandene Dublett-aufspaltung auch dem  $Z_i^2/n_a^3$ -Gesetz der Linienspektren unterworfen ist, wenn man an Stelle der effektiven Ordnungszahl den Mittelwert  $\frac{1}{2}(Z_A^2 + Z_K^2)$  einsetzt:

$\Delta\nu$	Ca ( $Z_i = 17,3$ )	Sr (31)	Ba (50)
Cl ( $Z_i = 15$ ) . . . . .	76,3	156	389
Br (34,5) . . . . .	219	321	545
J (51) . . . . .	426	554	756
	$K(15,3)$	Rb (31)	Cs (47,5)
	57,7	237,6	554,1

Die effektive Quantenzahl würde sich dann im Durchschnitt zu  $n_a = 2,15$  berechnen. Ähnliche Verhältnisse liegen auch bei den Fluoriden vor, nur daß hier das Fluoratom keinen Einfluß mehr auf die Dublettaufspaltung hat ( $n_a = 2,28$ ):

	Mg F	Ca F	Sr F
$\Delta\nu$ . . . . .	22	74,0	279,6
$Z_i$ . . . . .	9,5	17,3	33,8

MECKE.

**R. Mecke.** Zum Nachweis des Verschiebungssatzes bei Bandenspektra. Naturwissensch. 13, 698–699, 1925, Nr. 32. Verf. ordnet die Banden der drei negativen Kohlenoxydbanden in Serien ein und macht auf die Ähnlichkeit dieser Funken spektren mit dem Bogenspektrum des BO aufmerksam. Die Kernschwingungsterme sind in beiden Fällen:

$$\begin{aligned} \text{C}^*\text{O: } A_1 A_2 \nu &= 0 (+ 14) + 2199 n - 15,5 n^2 \\ B_1 B_2 \nu &= 20359 (+ 127) + 1547 n - 13,0 n^2 \\ C_1 C_2 \nu &= 45616 (+ 28) + 1701 n - 25,6 n^2 \\ \text{BO: } A_1 A_2 \nu &= 0 (+ 18) + 1926,8 n - 12,2 n^2 \\ B_1 B_2 \nu &= 23526 (+ 126) + 1285,6 n - 11,7 n^2 \\ C_1 C_2 \nu &= 42875 (+ ?) + 1304,6 n - 10,4 n^2. \end{aligned}$$

In beiden Fällen treten alle drei Kombinationsmöglichkeiten auf:  $\nu = C_i - A_i$ ,  $C_i - B_i$ ,  $B_i - A_i$ , auch Struktur (Dubletts) und Lage im Spektrum ist fast die gleiche. Eine gleiche Ähnlichkeit findet sich bei den negativen Stickstoffbanden und den Cyanbanden:

$$\begin{aligned} \text{N}^* \text{N: } A_{1,2} \nu &= 0 + 2187,1 n - 16,1 n^2 + 1,90 m^2 \\ C_{1,2} \nu &= 25546,6 + 2397,7 n - 26,2 n^2 + 2,07 m^2 \\ \text{CN: } A_{1,2} \nu &= 0 + 2055,6 n - 13,7 n^2 + 1,89 m^2 \\ C_{1,2} \nu &= 25799,8 + 2143,9 n - 20,2 n^2 + 1,96 m^2. \end{aligned}$$

Alle vier Moleküle besitzen 13 Elektronen mit einem nicht abgebundenen Valenzelektron, das als Leuchtelektron in Betracht kommt. Bei CO geschieht somit die Ionisierung auf Kosten des Kohlenstoffatoms, doch deuten die Termdifferenzen darauf hin, daß hier der vierfache Rydbergterm nicht explizite auftritt. **MECKE.**

**Harvey B. Lemon and Charles M. Blackburn.** A three dimensional method of representing quantum transitions in band spectra. Astrophys. Journ. 62, 61–64, 1925, Nr. 1. Die Verff. versuchen durch ein räumliches Modell die Quantenübergänge bei Bandenspektren darzustellen. Zu dem Zwecke werden die Oszillations- und Rotationsquantenzahlen des Anfangszustandes als Abszissen und Ordinaten in einer Ebene aufgetragen. In einer hierzu parallelen Ebene wird ebenso mit dem Endzustand verfahren. Die räumliche Verbindung von Gitterpunkten beider Ebenen gibt dann Quantenübergänge. Die Auswahlgesetze sorgen dafür, daß die erlaubten Verbindungen sich in geometrisch einfach liegende Ebenen ordnen lassen, von denen einige besondere Fälle (z. B. eine Teilbande, d. h.  $n_a$  und  $n_e$  festgehalten, Ebene parallel zur  $m$ -Achse) besprochen und auch als Stereoskopbild gezeigt werden. **KRATZER.**

**G. H. Dieke.** Over de detailstructuur der cyaanbanden. Physica 5, 178–183, 1925, Nr. 5. Bei der vom Ref. gegebenen Deutung der Dublettaufspaltung der Cyanbanden bleibt die Möglichkeit offen, ob man den Anfangs- und den Endterm, oder nur den Anfangsterm als doppelt wählen will. Es kommt für die Dublettaufspaltung der Betrag  $\Delta\nu = 4\delta_2 + 4(\delta_1 - \delta_2)(m + 1/2)$ , wo eventuell  $\delta_2$  verschwindet. Der Verf. ist der Ansicht, daß die Beobachtungen für  $\delta_2 = 0$  sprechen. (Nach neuen Rechnungen des Ref. ist dieser Schluß nicht berechtigt, man kann lediglich feststellen, daß  $\delta_2 < \delta_1$  ist.) Bei der Auffassung des Verf. könnten allenfallsige Störungen des Endterms sich nur in einer Verlagerung des Dubletts äußern. Da eine solche der Beobachtung leichter entgeht als eine abnorme Dublettreihe, deutet der Verf. das Fehlen beobachteter Endtermstörungen als günstig für seine Auffassung. Nach der Summenregel von Burger und Dorgelo macht das Ausfallen einer Dublettkomponente bei  $P(2)$  keine Schwierigkeit für die beobachtete Intensitätsverteilung. **KRATZER.**

**C. H. Dieke.** On the Structure of the Ultra-Violet Bands of Water Vapour. Proc. Amsterdam 28, 174—181, 1925, Nr. 2. Aus den von Heurlinger geordneten Messungen von Grebe und Holtz und den neuen Beobachtungen von Watson über die sogenannten Wasserdampfbanden zeigt der Verf. mittels Kombinationsbeziehungen, daß die Banden durch das Schema

	$n_e$	$n_e + 1$
$n_a \dots \dots \dots$	3064	—
$n_a + 1 \dots \dots \dots$	2811	3125
$n_a + 2 \dots \dots \dots$	—	2475

zusammenzufassen sind. Die Kombinationsbeziehungen führen für die sechs Zweige jeder Teilbande zu dem Ansatz:

$$\begin{aligned} P_1(m) &= F_1(m-1) - f_1(m), & P_2(m) &= F_2(m-1) - f_2(m), \\ Q_1(m) &= F_1(m) - f'_1(m), & Q_2(m) &= F_2(m) - f'_2(m), \\ R_1(m) &= F_1(m+1) - f_2(m), & R_2(m) &= F_2(m+1) - f_2(m). \end{aligned}$$

Die Terme zeigen in ihrem Verhalten große Ähnlichkeit mit den (C + H)-Banden, sind aber nicht durch die gleiche Formel wie diese darstellbar. Die beobachteten Satelliten sind möglicherweise durch andere Kombinationen der gleichen Terme zu deuten. Die Beobachtungen von Wood über das Auftreten der Banden in Fluoreszenz deutet der Verf. so, daß angeregte Stickstoffmoleküle durch Stöße zweiter Art ein  $H_2O$ -Molekül in OH und H spalten.

KRATZER.

**Ernst Bengtsson.** Die Kombinationsbeziehungen bei den Bandenspektren der Goldflamme. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. 18, Nr. 27, 9 S, 1925, Heft 4. In die Sauerstoffleuchtgasbläseflamme wurde Goldchlorid gebracht, und das entstehende Goldbandenspektrum mit einem Rowlandschen Konkavgitter (Radius 1,5 m) in erster Ordnung aufgenommen. Es konnten fünf Teilbanden bei 4452, 4339, 3975, 3652 und 3457 Å festgelegt werden. Die Bandenlinien genügen denselben Kombinationsbeziehungen wie die sogenannten Kupferbanden. Die Terme werden in erster Näherung dargestellt durch  $B(m - 1/2)^2$ , der Sprung von  $m$  beträgt  $\pm 1$ . Die Zuordnung zu den Oszillationsquantenzahlen wird durch das Schema gegeben

$n_a$	$n_e$	0	1	2	3
1		3652	3973	4339	—
2		3457	3745	4068	4436

$$\begin{aligned} n_a = 1 & \quad 27 \cdot 342,1 \\ n_a = 2 & \quad \nu = 28 \cdot 894,0 \end{aligned} \} - 2249,4 n_e + 34,0 n_a^2.$$

Die Wahl der Absolutwerte der Oszillationsquantenzahlen ist damit begründet, daß bei den Cu-Banden der Übergang  $1 \rightarrow 1$  die stärkste Intensität habe und  $3973 \text{ Å}$  andererseits die intensivste Goldbande sei. Für das Trägheitsmoment ergibt sich ein Wert, der sehr nahe bei dem der Cu-Banden liegt. Die Frage nach dem Träger wird offengelassen. In einer Anmerkung bei der Korrektur wird bemerkt, daß diese Gold- und auch die analogen Silberbanden am besten im Bogen in Wasserstoff kommen, was für  $\text{AuH}$  bzw.  $\text{AgH}$  spricht.

KRATZER.

**Raymond T. Birge.** The band spectra associated with carbon. Phys. Rev. (2) **26**, 283, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei allen 13 mit Kohlenstoff verknüpften Bandensystemen wurden die Oszillationszustände soweit als möglich festgelegt. Die Endzustände der ersten negativen Gruppe und der Kometenschwanzbanden ergaben sich als gleich:

$$\text{Erste negative Gruppe: } \dots \nu = 45\,655,4 + (1704,42 n_a - 29,3 n_a^2 + 0,7 n_a^3) \\ - (2197,03 n_e - 15,17 n_e^2);$$

$$\text{Kometenschwanzbanden } \dots \nu = 20\,485,4 + (1550,46 n_a - 14,07 n_a^2 + 0,043 n_a^3) \\ - (2198,6 n_e - 15,00 n_e^2).$$

Beide Systeme gehören wahrscheinlich zum ionisierten CO. Die Intensitätsverteilung in den Kometenschwanzbanden, wie sie Merton und Johnson in einem Heliumgemisch feststellten, entspricht niedriger Temperatur, während die Intensitäten der Fowler-Baldetschen Beobachtungen auf hohe Temperatur hinweisen. Die bei hohem Druck auftretenden CO-Banden haben den Anfangszustand der Kometenschwanzbanden als Endzustand, doch fehlen hier noch genauere Messungen; bei ihnen variiert nur die Endoszillationsquantenzahl. Die Triplettbanden von Merton und Johnson gleichen in der Intensitätsverteilung den Kometenschwanzbanden, ihr Endzustand fällt vielleicht mit dem der dritten (positiven Gruppe zusammen. Bei der vierten positiven Gruppe fällt der große Unterschied der Oszillationsfrequenzen im Anfangs- und Endzustand ( $500 \text{ cm}^{-1}$  und  $3000 \text{ cm}^{-1}$ ) auf.

KRATZER.

**Raymond T. Birge.** The Band Spectra associated with Carbon. Nature **116**, 170—171, 1925, Nr. 2909. Verf. stellt für die verschiedenen dem Kohlenstoff und seinen Verbindungen angehörigen Bandenspektren auf Grund von Messungen und Berechnungen anderer Autoren Formeln auf und sucht quantentheoretische Beziehungen zwischen den verschiedenen Systemen. Dabei findet er unter anderem aus der Formeldarstellung, daß die Kohlenstoffbanden und die Kometenschwefelbanden gleiche Endschwingungsterme und deshalb wohl auch gleiche Träger besitzen. Zu ähnlichen, jedoch weniger sicher bewiesenen Ergebnissen gelangt er mit Bezug auf die übrigen im Kohlenstoff auftretenden Bandengruppen.

MÖRIKOFER.

**Raymond T. Birge.** Further Spectra associated with Carbon. Nature **116**, 207, 1925, Nr. 2910. Im Anschluß an die Mitteilung von Johnson (Proc. Roy. Soc. London (A) **108**, 343—355, 1925; vgl. diese Ber. S. 1543) macht Birge darauf aufmerksam, daß die von Johnson neu gefundenen Banden, die gleichzeitig mit dem Kometenschwefelpektrum auftreten, aber nach Violett abschattiert sind, die gleichen Anfangsschwingungszustände besitzen, wie die erste negative Kohlenstoffgruppe. Da nach Birge (Nature **116**, 170—171, 1925, Nr. 2909, vgl. vorst. Ref.) die Endzustände der ersten negativen Kohlenstoffgruppe und der Kometenschwefelbanden gleich sind, leitet er daraus Folgerungen ab, die ganz allgemein für die Quantentheorie der Bandenspektren wichtig sind. Er zeigt, daß die Endzustände der neuen Banden identisch mit den Anfangszuständen der Kometenschwefelbanden sein müssen, und es bei geeigneter Zuordnung tatsächlich auch sind. Ferner ist die Frequenz der Nullstelle der neuen Gruppe gleich der Differenz der Frequenzen der Nullstellen der beiden genannten anderen Systeme. Bei richtiger Interpretation der Energiestufen kann man sogar aus den Frequenzen der einzelnen Linien der ersten negativen Kohlenstoffgruppe und der Kometenschwefelbanden jede einzelne Linie der neuen Gruppe unmittelbar berechnen. Dieser Fortschritt ist deshalb wichtig, weil er eine Kontrolle für die richtige Numerierung der Linienstruktur komplizierter Banden bildet und wertvolle Einblicke in die Quanten-

theorie der Bandenspektren gestattet. Schließlich zeigt Verf., daß sowohl die Kometenschweifbanden wie auch die neuen Banden sich auf je zwei verschiedenen Energienstufen aufbauen und deshalb auch je zwei Nullstellen mit der Frequenzdifferenz  $\Delta\nu = 126$  besitzen. Daß Baldet schon vor einem Jahre eine Ausmessung der „neuen Johnson-Banden“ veröffentlicht hat, wurde bereits früher erwähnt. Vgl. auch das folgende Ref.

MÖRIKOFER.

**F. Baldet.** The Band Spectra associated with Carbon. *Nature* **116**, 360, 1925, Nr. 2914. Prioritätsansprüche gegenüber R. C. Johnson. Vgl. Baldet, C. R. **178**, 1525, 1924, und *l'Astronomie* **38**, 444, 1924; diese Ber. S. 1401, sowie den Schlußsatz im vorhergehenden Referat.

MÖRIKOFER.

**J. J. Hopfield and R. T. Birge.** The quantum analysis of new nitrogen bands in the ultraviolet. *Phys. Rev. (2)* **26**, 283, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.)

**R. T. Birge and J. J. Hopfield.** The Quantum Analysis of New Nitrogen Bands in the Ultra-Violet. *Nature* **116**, 15, 1925, Nr. 2905. An Stelle eines von Birge vermuteten Spektrums bei  $\nu = 65\,000\text{ cm}^{-1}$  finden die Verf. in gereinigtem Stickstoff bei 0,003 mm Druck (lange Röhre, strömendes Gas, gewöhnliche Bogenentladung) 30 nach Rot abschattete Banden zwischen 1354 und 1854 Å, von denen 17 bereits von Lyman beobachtet sind. Die Banden werden durch die Kantenformel wiedergegeben:

$$\nu = 68\,956,6 + (1681,45 n_a - 15,25 n_a^2) - (2345,16 n_e - 14,445 n_e^2) \\ (n_a = 0, 1, 2, 3, n_e = 0, 1, \dots, 8, 9).$$

Wider Erwarten stimmen die Termkonstanten nicht mit denen der Stickstoffbanden und auch mit keinen anderen überein, so daß auf den Träger keine Schlüsse gezogen werden können. Weitere Banden oder Linien zwischen 950 und 1350 Å sowie zwischen 1350 und 2100 Å konnten nicht geordnet werden.

KRATZER.

**H. Kahler.** The Band spectra of crystals and complex gases. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **11**, 266—269, 1925, Nr. 5. Die Lumineszenzspektren der Uransalze sind dadurch bemerkenswert, daß sie in zwei Teile zerfallen, die den Formeln genügen:  $\nu = k + a_1 n_1$  (Absorption) und  $\nu = k - a_2 n_2$  (Emission). Diese Formeln reihen sich in die allgemeine Theorie der Bandenspektren zwanglos ein. Der Widerspruch, der darin zu liegen scheint, daß das Fehlen eines quadratischen Gliedes auf harmonische Bindung, dagegen die große Zahl der Banden (bis zu 39) auf viele Oberschwingungen hinweist, wird vom Verf. so gelöst, daß der Anfangszustand anharmonisch, der Endzustand harmonisch sein soll. Das gleiche Verhalten soll auch für die von Henri ausgemessene ultraviolette Benzolabsorption zutreffen. Der von Tanaka gefundene empirische Zusammenhang zwischen den Frequenzen und den Atomgewichten aktiver Metalle in festen Lösungen läßt sich ohne spezielle Annahmen über Ionenradien und Kristallkräfte nicht deuten. Von Henri untersuchte Spektren organischer Dämpfe werden als Beispiel für ein Spektrum mit mehreren gleichzeitigen Oszillationsquantensprüngen bezeichnet.

KRATZER.

**G. H. Dieke.** Some Remarks on the Fulcher Hydrogen Bands. *Phil. Mag.* (6) **50**, 173—179, 1925, Nr. 295. Der Verf. legt die Gründe dar, die für und gegen die verschiedenen Deutungsmöglichkeiten der Fulcherbanden (vgl. diese Ber. S. 1400) sprechen. Die beiden Deutungen (Lenz, Kiuti, Allen, Curtis einerseits, Dieke andererseits) unterscheiden sich dadurch, daß ein Zweig einer Teilbande nach Dieke von Curtis als entsprechende Linien einer Bandengruppe ( $n_a - n_e = \text{const}$ ) und um-

gekehrt aufgefaßt werden. Für die Diekesche Zuordnung spricht, daß die Linien eines Zweiges durch  $\nu = A - Cm^2 - Dm^4$  ( $m = 1,5, 2,5, \dots$ ) dargestellt werden, was mit den bekannten Bandenformeln in Übereinstimmung ist, während für die Zuordnung der gleichen Linien in einer Gruppe die Zahlenbeziehung als Zufall aufgefaßt werden müßte. Die Struktur der einzelnen Teilbanden spricht mehr für Dieke, da nach seiner Deutung ein  $Q$ - und  $R$ -Zweig vorhanden ist; der  $P$ -Zweig kann noch gefunden werden. Die andere Auffassung hat nur einen  $P$ - und  $P'$ -Zweig, die nicht in der gleichen Beziehung zueinander stehen wie bei Helium. Die Intensitätsverteilung innerhalb eines Zweiges scheint Dieke für seine Deutung zu sprechen; dabei muß er allerdings wechselnde Intensität für gerade und ungerade Linien ähnlich wie bei den negativen Stickstoffbanden annehmen. Der Temperatureinfluß auf die Intensität kann nur mit der Diekeschen Deutung verstanden werden. Das Trägheitsmoment ergibt sich bei der früheren Auffassung vom richtigen Betrage. Demgegenüber betont Dieke, daß ein Wert für das Trägheitsmoment sich nur bei vollständiger Analyse der Bande angeben läßt und daß das Modell des  $H_2^+$  einen wesentlich größeren Wert liefert als die spezifische Wärme bei  $H_2$ . Zum Schluß wird die Möglichkeit erwähnt, daß die besprochenen Banden zu einer Elektronenkonfiguration gehören, bei der das elektrische Moment parallel zur Kernverbindungsleitung konstant ist. Hier wäre  $\Delta n = 0$  als einziger Oszillationssprung zu erwarten.

KRATZER.

**G. H. Dieke.** Über die Intensitäten in den Bandenspektren. ZS. f. Phys. 33, 161—168, 1925, Nr. 3. Mit Hilfe der Burger-Dorgeloschen Summenregel, nach der die Summe der Intensitäten derjenigen Linien eines Multipletts, die einen gemeinschaftlichen Anfangszustand haben, proportional den statistischen Gewichten (inneren Quantenzahlen) ist, werden auch für Bandenlinien die Intensitäten berechnet. Die statistischen Gewichte werden wieder:  $p = 2j - 1$  gesetzt, hinzu kommt dann noch

der temperaturabhängige Faktor  $e^{-\frac{E}{kT}}$ . In Emission ist der  $P$ -Zweig stärker als der  $R$ -Zweig. Ferner ist der Intensitätsverlauf etwas anders, wenn die Bande aus wirklichen Einfachlinien besteht oder aus unaufgelösten Dubletts. Das Ausfallen der Feinstrukturkomponenten in der ersten Linie nach der Nulllinie macht sich jedoch nicht im Intensitätsverlauf bemerkbar. Durch geeignete Wahl der statistischen Gewichte kann man auch alternierende Intensitäten in der Serienfolge erhalten. MECKE.

**G. H. Dieke.** Intensities in Band Spectra. Nature 115, 875, 1925, Nr. 2901. Der Verf. gibt einen Überblick über die Ergebnisse seiner Arbeit über die Intensitäten in den Bandenspektren, die in der ZS. f. Phys. 33, 161, 1925 erschienen ist. (Vgl. das vorhergehende Referat.)

KRATZER.

**Erich Koernicke.** Bestimmung der Dissoziationswärme von Quecksilbermolekülen aus den Bandenspektren des Quecksilberdampfes. ZS. f. Phys. 33, 219—230, 1925, Nr. 3. [S. 1640.]

**Etienne S. Bieler.** Band Spectra of Lead Isotopes. Nature 115, 980, 1925, Nr. 2904. [S. 1571.]

KRATZER.

**Frances G. Wick and Josephine M. Gleason.** The effect of heat treatment upon the cathodo-phosphorescence of fluorite. Journ. Opt. Soc. Amer. 9, 639—648, 1924, Nr. 6. Vier Fluoritsorten verschiedener Herkunft und Farbe wurden untersucht. Erwärmung ruft eine Änderung der Farbe der Kathodolumineszenz her, indem zur ursprünglich grünen oder blauen Lumineszenz eine schwache rote Komponente tritt. Bei zuvor erhitzten Kristallen ist die Phosphoreszenzdauer größer

als bei natürlichen, ebenso wirkt wiederholte Behandlung mit Kathodenstrahlen. — Geschmolzener Fluorit phosphoresziert unter dem Einfluß der Kathodenstrahlen rot oder gelblich statt blau oder grün wie die natürlichen Kristalle. Nach wiederholter Behandlung mit Kathodenstrahlen wird bei geschmolzenem Fluorit die Phosphoreszenzdauer kleiner. Nach genügend häufiger Bestrahlung mit Kathodenstrahlen verursacht erneutes Bombardieren mit Elektronen keine weitere Abkürzung der Lumineszenzdauer.

JUNG.

**K. Rangadhma Rao.** On the Fluorescence and Channelled Absorption of Bismuth at High Temperatures. Proc. Roy. Soc. London (A) **107**, 760—762, 1925, Nr. 744. In Wismutdampf treten neben Absorptionslinien auch drei Absorptionsbandengruppen auf. Jede Gruppe besteht aus einer Anzahl Banden, die nach Rot abschattiert sind. Bei Temperaturen von 1500 bis  $1600^{\circ}\text{C}$  emittiert der Wismutdampf orangegelbe Fluoreszenzbanden, die nach Rot abschattiert sind, also einer Abnahme des molekularen Trägheitsmoments entsprechen. Einige Absorptionsbanden im sichtbaren Gebiet zeigen — im Gegensatz zu den ultravioletten — deutliche Feinstruktur. Die kleine Frequenzdifferenz aufeinanderfolgender Linien (großes Trägheitsmoment) weist darauf hin, daß Wismutmoleküle die Träger des Spektrums sind.

JUNG.

**S. Pieńkowski und A. Jabłonski.** Nouvelle méthode de mesure du coefficient d'absorption de la lumière dans les corps fluorescents. C. R. Séances Soc. Pol. de Phys. 1925, Fasc. 3, 9—18. (Polnisch mit französischer Übersicht.) Die Methode beruht auf der Intensitätsabnahme der Fluoreszenz in einem parallelen Strahlenbündel des anregenden Lichtes. Monochromatisches, paralleles Licht wird in ein parallelepipedisches Gefäß mit einer fluoreszierenden Lösung geworfen. Der Streifen Fluoreszenzlichts, dessen Intensität mit der Entfernung von der Einfallstelle des erregenden Lichtes abnimmt, wird photographiert. Auf dieselbe Platte photographiert man Intensitätsmarken. Aus den photometrischen Schwärzungsmessungen des Bildes des fluoreszierenden Streifens und der Intensitätsmarken kann man den Absorptionskoeffizienten für das erregende Licht berechnen. Der Vergleich mit anderen Methoden zeigt die Brauchbarkeit. Man kann die Methode bei Messungen im Ultravioletten benutzen. Die Resultate werden durch Intensitätsänderungen des erregenden Lichtes nicht beeinflußt.

JUNG.

**S. Pieńkowski.** Extinction de la luminescence retardée dans la vapeur du mercure. C. R. Séances Soc. Pol. de Phys. 1925, Fasc. 4, 7—16. (Polnisch mit französischer Übersicht.) Schnell bewegte Quecksilberdämpfe wurden durch Elektronenstoß angeregt. In Richtung der Dampfbewegung tritt eine Verlängerung des Lumineszenzstreifens ein. Die starke Unsymmetrie und die mit einem Drehspiegel gemachten Beobachtungen zeigen, daß hier eine verzögerte Lumineszenz vorliegt. Die Photographien des Lumineszenzspektrums ergeben für die verschiedenen Wellenlängen verschiedene Auslöschungen. Die Auslöschung einer einzelnen Wellenlänge ist, wie photometrische Messungen längs des Strahles zeigen, durch ein Exponentialgesetz darstellbar. Dies beweist, daß die Anzahl der Atome, die in einem gewissen Augenblick während der Zeiteinheit aus einem Zustand *a* in einen Zustand *b* gelangen, der Gesamtzahl derjenigen Atome proportional ist, die sich im Zustand *a* befinden.

JUNG.

**A. Ellett.** Polarization of resonance radiation. Phys. Rev. (2) **25**, 242, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Polarisation der Natriumresonanzstrahlung in magnetischen Feldern wird unter solchen Bedingungen untersucht, wo die depolarisierende Wirkung von Wasserstoff oder hohem Dampfdruck ausgeschlossen ist. Die

Abnahme der Polarisation, die ein Magnetfeld verursacht, das senkrecht zum erregenden Lichtstrahl und senkrecht zu dessen elektrischem Vektor steht, kann durch eine Gleichung der Gestalt  $P - P_0 e^{-kH}$  dargestellt werden. Bei Abwesenheit des Magnetfeldes ist die Richtung der maximalen elektrischen Feldstärke der Resonanzstrahlung dem elektrischen Vektor des erregenden Lichtes parallel. Ein Feld senkrecht zur Richtung des erregenden Lichtes und senkrecht zu dessen elektrischem Vektor erzeugt eine Drehung des genannten Maximums in Richtung der Larmorpräzession. Aus der Größe dieser Rotation kann die Zeit zwischen Anregung und Emission berechnet werden. Es wird festgestellt, daß Resonanzlinien, für welche die Quantentheorie Polarisation in einem Magnetfeld vorhersagt, wie  $1s - 2p_1, 2p_2 - 3d_2$ , Polarisation ohne Feld zeigen, während für Linien, für die keine Polarisation vorhersagt wird, wie  $1s - 2p_2, 2p_1 - 2s, 2p_2 - 2s$ , keine Polarisation im Magnetfeld zeigen.

JUNG.

**J. C. Slater.** The nature of resonance radiation. Phys. Rev. (2) 25, 242, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Von Bohr, Kramers und dem Autor wurde angenommen, daß Absorption und Emission strahlender Energie durch gequantelte Atome während der stationären Zustände kontinuierlich vor sich geht, während sich die Atomenergie bei Quantensprüngen diskontinuierlich ändert. Ein z. B. durch Stoß angeregtes Atom emittiert kontinuierlich Licht der Frequenzen der Quantenemissionslinien, während Licht, das auf ein Atom trifft, in ihm Schwingungen hervorruft, die jenen ähnlich sind, die ein klassischer Oszillatator ausführt. Die Wellenzüge, die durch diese Schwingungen hervorgerufen werden, interferieren mit dem einfallenden Licht und verursachen — wie in der klassischen Theorie — Absorption und Dispersion. Diese Wellenzüge müssen außerdem eine Streustrahlung ergeben, die stark wird, wenn die aufgezwungene Schwingung einer Absorptionsfrequenz nahezu gleich ist. Es wird nun angenommen, daß dies die Resonanzstrahlung ist. Obwohl dies praktisch eine Rückkehr zum klassischen Bilde der Resonanz bedeutet, scheint es doch möglich, diese Annahme ohne Widersprüche durchzuführen. Von diesem Gesichtspunkt aus ist die starke Polarisation der Resonanzstrahlung des Quecksilbers in Abwesenheit eines Magnetfeldes leichter zu verstehen als früher. Auch die depolarisierende Wirkung eines Feldes kann gedeutet werden.

JUNG.

**G. Breit.** Polarization of resonance radiation and the quantum theory of dispersion. Phys. Rev. (2) 25, 242, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die experimentellen Ergebnisse von Wood und Ellett und einige unveröffentlichte Resultate von Ellet werden theoretisch unter Annahme virtueller Oszillatoren und der folgenden Voraussetzungen behandelt: 1. Der virtuelle Oszillatator verhält sich wie ein klassischer Oszillatator mit Dämpfung. Das Verhalten im Magnetfeld wird untersucht. Es ergeben sich die Haupttatsachen des Experiments. 2. Die Dämpfung des Oszillators bleibt unberücksichtigt. Statt dessen werden Unterbrechungen in seiner Wirkung, Quantensprünge entsprechend, eingeführt. Auf diese Weise erhält man ähnliche Resultate wie unter 1.

JUNG.

**G. Piaggesi.** Spettri elettrici e moti convettivi nella scarica. Cim. (6) 24, 39—44, 1922, Nr. 7/9.

SCHEEL.

**Richard Hamer.** „Raies ultimes“ and photo-electric thresholds. Phys. Rev. (2) 26, 286, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nach einer Untersuchung des Verf. soll die Differenz zwischen Ionisierungsspannung und Anregungsspannung der stärksten Spektrallinie des betreffenden Elementes (also der Spannungswert des nächsthöheren

Energieniveaus, d. Ref.) gleich der Spannung des photoelektrischen Schwellenwertes (langwellige Grenze des Photoeffekts) sein. Verf. belegt diese Gesetzmäßigkeit durch eine Reihe von Zahlenangaben von 12 Elementen.

MECKE.

**Richard Hamer.** The reflecting powers of elements in the ultraviolet and the photo-electric thresholds. Phys. Rev. (2) **26**, 285, 1925, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) In der Dispersionskurve des Reflexionsvermögens einer Reihe von Metallen soll an der Stelle der langwirgenden Grenze des Photoeffektes eine plötzliche Änderung des Reflexionsvermögens eintreten. Kurzwelliges Licht wird schlechter reflektiert, so daß der Strahlung Energie entzogen wird, welche zur Lostrennung der Photoelektronen aus Quantenbahnen benutzt wird. Zahlenangaben belegen diese Beziehung zwischen Änderung des Reflexionsvermögens und photoelektrischem Schwellenwert.

MECKE.

**R. T. Dunbar.** The *J*-Phenomena and the Quantum-Theory of Scattering of X-radiation. Phil. Mag. (6) **49**, 210—236, 1925, Nr. 289. Verf. stellte mit Röntgenstrahlen, die von einem mit Induktor und Unterbrecher betriebenen Coolidge-rohr mit W-Antikathode erzeugt und durch Vorfilterung homogenisiert waren, relative Absorptionsversuche an Cu, Al und Papier an, und fand, daß unter den näher mitgeteilten Bedingungen die *J*-Diskontinuitäten von Barkla und White nicht auftreten. — Ebenso zeigen Versuche über die Ionisation von  $\text{SO}_2$  und  $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$  kein Anzeichen für die Existenz von *J*-Diskontinuitäten, wohl aber von einer abnormen korpuskularen Emission von Luft bei Strahlung von  $\lambda < 0,4 \text{ \AA}$ -E., die sich durch den Comptoneffekt deuten läßt. — Versuche über die Korpuskularstrahlung von Papier, Aluminium, Kupfer und Blei, gemessen durch Ionisation in Wasserstoff, zeigten bei den leichteren Elementen eine zusätzliche Korpuskularstrahlung bei kurzwelliger einfallender Strahlung ohne Diskontinuität, ebenfalls in Übereinstimmung mit der Comptonschen Theorie. — Streuversuche an Filterpapier zeigten eine Qualitätsveränderung der Streustrahlung im Comptonschen Sinne über einen beträchtlichen Spektralbereich bei Streuung unter  $90^\circ$ . Die Versuche wurden unter Leitung und Überwachung von Barkla ausgeführt.

BEHNKEN.

**Bodenstein.** Photochemische Zersetzung von Jodwasserstoff. Berl. Ber. 1925, S. 299, Nr. 14/17. „Die Zahl der je absorbiertes Quantum zersetzen Moleküle erweist sich unabhängig von der Temperatur und unabhängig vom Aggregatzustand, sie beträgt auch für flüssigen Jodwasserstoff zwei Moleküle je Quant. Für den Mechanismus der Reaktion werden einige Versuche und Betrachtungen beigebracht.“

SCHEEL.

**Claus Aschenbrenner.** Über ein neues halbautomatisches Entzerrungsgerät für den praktischen topographischen Gebrauch. ZS. f. Instrkde. **45**, 333—353, 1925, Nr. 7. Beschreibung und Theorie eines Projektionsapparates, dessen Zweck es ist, photographische Aufnahmen (bis  $13 \times 18 \text{ cm}$ ) der Erdoberfläche, die von einem Flugzeug unter einem  $15^\circ$  (von der Lotrechten) nicht übersteigenden Winkel aufgenommen wurden, zum kartographischen Gebrauch zu entzerrn. Wesentlich an diesem Gerät ist ein Hebelmechanismus zur automatischen Einhaltung des „Scheimpflugschen Prinzips“, wonach die Objektivebene so gedreht werden muß, daß sie durch die Schnittgerade von Bild- und Entzerrungsebene hindurchgeht. Die Anwendung dieses Mechanismus erfordert keine Kenntnis der komplizierten perspektivischen Zusammenhänge. Dagegen wird die Einstellung eines bestimmten ( $\frac{2}{3}$ - bis 2-fach) Vergrößerungsmaßstabes und die Schärfe des Bildes (Zerstreuungskreis  $< \frac{1}{15} \text{ mm}$ ) in der Entzerrungsebene nach dem Augenschein durch Betätigung von

Handgriffen vorgenommen. Das Gerät ist also halbautomatisch, wodurch es sich ganz wesentlich leichter und billiger herstellen läßt. Beschrieben sind weitere Einzelheiten der Konstruktion, die Fehlertheorie des Apparates und eine zahlenmäßige Auswertung der mit ihm zusammenhängenden Formeln. Zahlreiche Abbildungen; Hersteller: Konsortium Luftbild-Stereographik München.

KNIPPING.

**S. B. Leiter.** Microscope illumination by means of quartz rod. Journ. Opt. Soc. Amer. **11**, 187—189, 1925, Nr. 2. Das Licht einer Bogen- oder Glühlampe wird in einem klaren Quarzstab zum Mikroskop geleitet, wobei der Quarzstab gebogen werden kann. Der Beleuchtungsspiegel fällt daher fort. Die Lichtquelle kann soweit entfernt werden, daß eine Erwärmung der Apparatur vermieden wird. DONAT.

**J. W. T. Walsh.** Visibility of radiant energy equation. Journ. Opt. Soc. Amer. **11**, 111—112, 1925, Nr. 2. Verf. schlägt den Ausdruck vor:

$$K_{\lambda} = 0.995 (R_1 e^{1-R_1})^{220} + 0.105 (R_2 e^{1-R_2})^{700} + 0.096 R_3 (e^{1-R_3})^{2000} + 0.055 R_4 (e^{1-R_4})^{350}$$

$$R_1 = \frac{556}{\lambda} \quad R_2 = \frac{610}{\lambda} \quad R_3 = \frac{523}{\lambda} \quad R_4 = \frac{475}{\lambda}$$

Er stimmt sehr nahe mit der von der „International Commission on Illumination“ angenommenen, von Tyndall und Gibson gegebenen Formel überein.

W. GERLACH.

**E. Lax und I. Runge:** Einfluß der Strahlungsschwärzung auf die Lichtausbeute bei Leuchtkörpern aus Wendeldraht. ZS. f. techn. Phys. **6**, 317—322, 1925, Nr. 7a. (Dr. Blau-Festschrift.) Als Einfluß der Strahlungsschwärzung auf die Lichtausbeute von Wendeldraht-Leuchtkörpern aus dem selektiv strahlenden Wolfram wird durch theoretische Abschätzung eine Verschlechterung von etwa 10 Proz. festgestellt. Das bisher vorliegende Beobachtungsmaterial läßt diese Verschlechterung nicht eindeutig erkennen, da der zu messende Effekt, wie aus Fehlergrenzenbetrachtung hervorgeht, innerhalb der Meßgenauigkeit liegt. LAX.

**H. Rosenberg.** Das neue Elektro-Mikrophotometer der Tübinger Sternwarte (Österberg). ZS. f. Instrukte. **45**, 313—333, 1925, Nr. 7. Ausführliche Beschreibung eines neuen Mikrophotometers, das aus dem Hartmannschen entwickelt wurde. Das wesentliche an ihm ist die Eliminierung des Auges (5 Proz. mittlerer Fehler) durch eine lichtelektrische Zelle, die (entgegen der Koch-Goosschen Anordnung) ebenso wie auch das Lutz-Edelmannsche Fadenelektrometer nur als Nullinstrument gebraucht wird, wodurch Fehler, speziell die durch Ermüdung und Erholung der Zellen bedingten, bei Beachtung der nötigen Vorsichtsmaßregeln weitgehend verkleinert werden. Dies wird folgendermaßen erreicht: Beim Hartmannschen Mikrophotometer liegt bekanntlich in einem Strahlengang das zu untersuchende Objekt, im anderen der Graukeil; die beiden Büschel werden nach ihrer Verschmelzung im Lummer-Brodhunschen Würfel ins Auge geleitet. Das Auge empfängt im Laufe der Messung wechselnde Lichtintensitäten. Bei den Registriermessern nach Koch, Goos, Siegbahn, Moll und anderen wird mit Ausschlägen gearbeitet. Die Zellen oder Thermokreise usw. empfangen wechselnde Intensitäten. Hier dagegen liegt im einen Strahl das Objekt, der Graukeil (geschliffener Glaskeil), im anderen nur Irisblende und Absorptionsscheiben. Beide Bündel fallen auf zwei Photozellen, das erste auf die Meß-, das andere auf eine Kompressionszelle. Die Zellen bekommen im Laufe einer Messung (bis auf die kurze Einstellzeit) gleiche Intensitäten. Der in der ersten ausgelöste Photostrom wird über die Kompressionszelle abgeleitet und der an ihr auftretende Spannungsabfall mit dem

Fadenelektrometer gemessen. Da also die beiden Zellen tunlichst immer die gleiche Lichtintensität bekommen, läßt sich die Empfindlichkeit außerordentlich steigern. Davon ist die Folge, daß zufällige Einstellungsfehler in einer das Resultat beeinflussenden Größe überhaupt nicht mehr vorkommen und jede Wiederholung der gleichen Messung zur Steigerung der Genauigkeit sinnlos wird, so daß sich eine enorme (bei längeren Reihen ein fünthundertstel) Arbeits- und Zeitsparnis ergibt. Jede Einstellung dauert 30—40 Sekunden. Prüfung betr. Ermüdung und Erholung der Meß- und Kompensationszelle, Inkonstanz der Lampe. Benutzung fokaler Sternannahmen zur Ableitung von Intensitätsverhältnissen; auf einer einzigen Aufnahme läßt sich ein Intensitätsverhältnis von 10 astronomischen Größenklassen überbrücken. Normale Schwärzungsphotometrie (Keilaufnahmen). Photometrierung von Spektrallinien (des Zeeman-Effektes der Zn-Linie 4810,53 Å.-E.). Hersteller: Askania-Werke (Bambergwerk) Berlin-Friedenau. 8 Abb., 9 Tab.

KNIPPING.

**M. Tscherning.** Photometriske Glas. Fysisk Tidsskr. 20, 37—43, 1922, Nr. 1/2.  
SCHEEL.

**C. E. K. Mees.** Die photographische Wiedergabe der Helligkeitsunterschiede. Scient. Publicat. Research Lab. Eastman Kodak Co. 8, 146—155, 1924. Objekte werden vom menschlichen Auge als Serie von Helligkeitsunterschieden wahrgenommen, welche verursacht sind durch einen Unterschied in der Beleuchtung oder durch die Verschiedenheit ihrer reflektierenden Kraft. Von einer photographischen Wiedergabe des Objekts muß verlangt werden, daß sie in allen Teilen den Helligkeitsunterschieden des Originals entspricht. Die Beleuchtung, unter der das photographische Bild gesehen wird, spielt bei einer solchen Vergleichung nur eine geringe Rolle. Die Erfahrung lehrt, daß die richtige Wiedergabe der Helligkeitsunterschiede von verschiedenen Faktoren abhängt; diese bilden den Gegenstand der Untersuchungen des Verf. Bei der Projektion des Objektbildes auf die Platte werden die Helligkeitsverhältnisse bereits geändert, maßgebend sind die Öffnung des Objektivs und die Lichtdurchlässigkeit der Linse. Ein weiterer Faktor ist die Größe des Gradationswinkels  $\gamma$  der verwendeten Platte, nur im geradlinigen Teile der Charakteristik ist korrekte Wiedergabe zu erwarten, vorangestellt, daß das geradlinige Stück hinreichende Länge besitzt, um sämtliche Helligkeitsunterschiede des Objekts zu umfassen. Beim Kopieren auf Papier ist zu bedenken, daß die Charakteristik des lichtempfindlichen Papiers begrenzt ist durch die maximale Schwärzung. Außerdem ist bei den Papieren das geradlinige Stück der Charakteristik so kurz, daß man in der Praxis für die Wiedergabe auch den Bereich der gebogenen Stücke mit ausnutzen muß; daraus folgt eine ungenaue Produktion der starken Lichter und der Schatten, selbst wenn das Negativ korrekt ist. Verf. gibt ein graphisches Verfahren an, wie bei Kenntnis der Charakteristiken der Platte und des Papiers die Wiedergabe der wirklichen Helligkeitsunterschiede bestimmt werden kann. Aus den Untersuchungen wird gefolgert, daß für ein Objekt mit starken Helligkeitsunterschieden die Verwendung einer Platte mit kleinem  $\gamma$ , eines Papiers mit möglichst breitem Empfindlichkeitsbereich und einer kurzen Belichtung empfehlenswert ist; ein Objekt mit geringen Kontrasten braucht eine Platte mit großem  $\gamma$ , ein Papier mit engem Empfindlichkeitsbereich und eine längere Belichtung.

\*KELLERMANN.

**L. A. Jones und E. Huse.** Über die Beziehung zwischen Zeit und Lichtintensität bei der photographischen Exposition. I. Scient. Publicat. Research Lab. Eastman Kodak Co. 8, 22—29, 1924. Verf. stellen sich die Aufgabe, die Abhängigkeit der Schwärzung von Zeit und Lichtintensität bei möglichst großer Variation der Faktoren zu studieren. Da die Lichtintensitäten im Verhältnis 1:1000000 geändert

wurden, ließ sich zur experimentellen Prüfung das Gesetz, wonach die Intensität im Quadrat der Entfernung abnimmt, nicht anwenden, weil dazu eine Entfernung von 1000 m nötig gewesen wäre; die Lichtschwächung wird daher mit Diaphragmen bewirkt. Bei der Entwicklung wird auf genaue Temperaturkonstanz geachtet, die Platten werden gleich lange entwickelt. Es wird gefunden, daß der Gradationswinkel  $\gamma$  selbst bei außerordentlich verschiedenen Intensitäten gleich bleibt, nur bei einem Kino-positivfilm ließ sich eine geringe Abhängigkeit feststellen. Der Exponent der Schwarzschildischen Gleichung ist keine Konstante, er ändert sich mit der Intensität.

\*KELLERMANN.

**W. E. Forsythe and A. G. Worthing.** The properties of tungsten and the characteristics of tungsten lamps. *Astrophys. Journ.* **61**, 146—185, 1925, Nr. 3. Die Strahlungs-, elektrischen, thermischen und mechanischen Eigenschaften von Wolfram und die Daten von Wolframglühlampen werden gemäß Versuchsergebnissen der Verff. und anderer kritisch zusammengestellt. In der nachstehenden Tabelle (S. 1639) sind einige Daten wiedergegeben (Temperaturskala  $c_2 = 1,433$  cm Grad;  $T_{\text{Au}} = 1336^\circ$  abs.,  $T_{\text{Pd}} = 1829^\circ$  abs.). Weiter sind u. a. angegeben Daten über die Temperaturabhängigkeit der mittleren Emission im sichtbaren Gebiet, der Farbemission, der Totalemission, der Strahlungstemperatur, der Atomwärme, des Thompson-Effekts, der Lichtausbeute und der Verdampfungsgeschwindigkeit. Die Abweichung der Strahlung vom Lambertschen Kosinusgesetz wird erörtert, ebenso die Polarisation des ausgesandten Lichtes. Dichte 19,3, Gitterkonstante des raumzentrierten kubischen Wolframs 3,155 Å. Ferner Daten über Torsionsmodul, Elastizitätsmodul, Kompressibilität, Zerreißfestigkeit und Härte. Für Lampen wird die Abhängigkeit zwischen Temperatur, Spannung, Stromstärke, Wattverbrauch, Lichtemission, Nutzeffekt und Lebensdauer angegeben, ferner die Änderung dieser mit den Dimensionen des Glühfadens. Daten über die Ableitungsverluste an den Zuführungsdrähten. Für Gasfüllungslampen wird die Abhängigkeit der Leitungs- und Konvektionsverluste von der Drahtdicke angegeben.

LAX.

**Chr. v. Hofe.** Stereoskopisches Sehen. *Phys. ZS.* **26**, 334—343, 1925, Nr. 8. Der Verf. gibt eine systematische Zusammenstellung der Grundlagen des stereoskopischen Sehens, wobei sowohl auf die verschiedenen Möglichkeiten der Vergrößerung des Auflösungsvermögens als auch auf die Methoden zur Vermittlung stereoskopischer Eindrücke eingegangen wird. Den Schluß bilden Hinweise auf die praktischen Anordnungen stereoskopischer Darstellungen und ein kleines Quellenverzeichnis.

H. R. SCHULZ.

**Deane B. Judd.** Chromatic visibility coefficients by the method of least squares. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **10**, 635—651, 1925, Nr. 6. Zwischen den Werten  $R$ ,  $G$ ,  $V$  der Grundempfindungen für eine bestimmte Wellenlänge  $\lambda$  und der Helligkeitsempfindlichkeit  $L$  muß eine Beziehung in der Form  $K_1 R + K_2 G + K_3 V = L$  bestehen, in der  $K_1$ ,  $K_2$  und  $K_3$  die Helligkeitswerte der Grundempfindungen bezeichnen, die von Troland experimentell mit 0,370, 0,617, 0,012 bestimmt worden sind. Nach der Methode der kleinsten Quadrate unter Verwendung der König-Dietericischen Grundkurven und der Helligkeitskurve der I. E. S. folgt dann:

$K_1 = 0,8481 \pm 0,036$ ,  $K_2 = 1,0062 \pm 0,038$ ,  $K_3 = 0,01290 \pm 0,0143$ , während aus den Werten von Gibson-Tyndall sich ergibt:

$$K_1 = 0,835, \quad K_2 = 1,044, \quad K_3 = 0,0288.$$

Eine Kontrolle dieser Zahlenwerte ist vorgenommen worden, indem für eine Reihe farbiger Papiere die Helligkeit gemessen und berechnet worden ist. Dabei zeigte sich,

## Eigenschaften von Wolfram.

Temperatur Grad abs.	Spektrale Emission		Schwartzar Temperatur $\lambda = 0,865 \mu$	Farbtemperatur $\lambda = 0,467 \mu$	Längen- verhältnis bei verschiedenen Temperaturen $L/L_0$	Wärmeleitfähig- keit vermögen Watt/ cmGrad	Wider- stand Mikrohm. cm	Normale Helligkeit	Gesamt- strahlung	Elektronen- emission Amp./cm <sup>2</sup>
	$\lambda = 6,65 \mu$	$\lambda = 0,467 \mu$								
300	,470	,505	—	—	1,0000	—	5,64	—	,0015	—
400	,468	,501	—	—	1,0005	—	8,06	—	,006	—
600	,464	,495	—	—	1,0014	—	13,54	—	,048	—
800	,460	,490	—	—	1,0023	—	19,47	—	,206	—
1000	,456	,486	1006	966	1,0032	,84	25,70	,0012	,654	—
1200	,452	,482	1149	1210	1,0041	,90	32,02	,006	1,691	—
1400	,448	,478	1330	1414	1,0052	,96	38,52	,11	3,82	$5,75 \cdot 10^{-9}$
1600	,443	,475	1509	1619	1,0063	1,02	45,22	,92	7,77	$8,05 \cdot 10^{-7}$
1800	,439	,472	1684	1825	1,0075	1,07	52,08	,05	14,22	$3,92 \cdot 10^{-5}$
2000	,435	,469	1857	2033	1,0088	1,11	59,10	,20	23,72	$8,92 \cdot 10^{-4}$
2200	,431	,466	2026	2242	1,0101	1,15	66,25	,37	1,14 $\cdot 10^{-2}$	—
2400	,427	,463	2192	2452	1,0116	1,19	73,55	,55	1,02 $\cdot 10^{-1}$	—
2600	,423	,460	2356	2663	1,0132	1,23	81,0	,347,0	80,8	6,48 $\cdot 10^{-1}$
2800	,419	,458	2516	2878	1,0149	1,27	88,5	,694,	112,9	3,21
3000	,415	,455	2673	3094	1,017	—	96,2	125,7	153,9	—
3200	,411	,452	2827	3311	1,019	—	103,8	2110,	203,	—
3400	,407	,450	2978	3533	1,021	—	111,7	3370,	264,	—
3655	,402	,447	3165	3817	—	—	121,8	5740,	360,	—

daß die Berechnung der Helligkeitswerte aus der Remissionskurve mit einem Fehler von etwa 1 Proz. möglich ist, daß also für praktische Arbeiten die Konstanten auf zwei Stellen abgekürzt werden können.

H. R. SCHULZ.

**Percy W. Cobb and Frank K. Moss.** Eye fatigue and its relation to light and work. Journ. Franklin Inst. 200, 239—247, 1925, Nr. 2. Eine weiße Scheibe mit 12 Löchern dreht sich innerhalb eines weißen Kreisringes, der ebenfalls 12 Löcher aufweist. Die Löcher erscheinen schwarz auf hellem Grunde. Der Versuchsperson wurde die Aufgabe gestellt, ein bestimmtes Loch, das nach jeder Umdrehung (oder nach drei Umdrehungen) aufleuchtete, während der Bewegung zu verfolgen und die Konzidenz mit einem bestimmten Loch des äußeren Ringes durch Niederdrücken eines Kontaktes anzugeben. Die Umdrehungszeit war etwa 13 sec. die Dauer einer Versuchsreihe 30 Minuten. Die Ermüdung wurde durch Feststellung der Muskelreaktion bei Akkommodation auf nahe und ferne Objekte festgestellt. Nach kurzer Übung wurden bei 100 Millilambert und 5 Millilambert von mehreren Personen Versuchsreihen ausgeführt, die zeigten, daß die Ermüdung bei beiden Beleuchtungsstärken nicht wesentlich verschieden war, obgleich der Unterschied als sicher nachweisbar gelten konnte.

H. R. SCHULZ.

## 7. Wärme.

**G. Alliata.** Die Grundlagen der Thermodynamik im Lichte neuester Forschung. 16 S., Leipzig, Verlag von Otto Hillmann, 1925. Aus dem Geleitwort und dem Schlußwort seien folgende Sätze angeführt: „Die vorliegende Schrift deckt einen Irrtum in den bisherigen Grundanschauungen der Thermodynamik auf, wodurch letztere sich in neuer Fassung dem in den anderen Werken entwickelten Weltbild (des Autors) zwanglos und gemeinverständlich angliedert. — Daß auch die Grundtatsachen der Thermodynamik nur unter Voraussetzung der Gegenwart eines schwingenden Mediums erklärt werden können, liefert uns einen weiteren untrüglichen Beweis für dessen Existenz.“

HENNING.

**C. R. G. Cossens.** An Alignment Chart for Thermodynamical Problems. Proc. Cambridge Phil. Soc. 21, 228—230, 1922, Nr. 3.

SCHEEL.

**Erich Koernicke.** Bestimmung der Dissoziationswärme von Quecksilbermolekülen aus den Bandenspektren des Quecksilberdampfes. ZS. f. Phys. 33, 219—230, 1925, Nr. 3. Von der Annahme ausgehend, daß die Quecksilberbande 2540 Å um ein Oszillationsquänt von der Linie 2536 Å, die als Bandenursprung (Nulllinie) gedeutet wird, entfernt ist, wird gezeigt, daß dieser Frequenzunterschied hinreichend genau mit der Mitte zwischen den beiden Maxima der ultraroten Rotations-schwingungsbande (Bjerrumsche Doppelbande) des Quecksilbers von Rubens zusammenfällt. Dies wird als Bestätigung der Annahme gedeutet, daß die Bande dem  $Hg_2$ -Molekül zuzuschreiben ist. Indem nun die Stärke der Absorption in dieser Bande der Zahl der vorhandenen  $Hg_2$ -Moleküle proportional gesetzt wird, wird aus bekannten thermodynamischen Formeln aus der Abhängigkeit der relativen Molekülzahl von der Temperatur auf die Dissoziationsarbeit geschlossen. Diese ergibt sich zu  $1,37 \pm 0,31$  kcal. Die Versuchsanordnung war dabei die folgende: Als Lichtquelle diente eine Glühlampe nach Gehlhoff mit Tantalbändern als Glühkörper. Als Absorptionsrohr war ein zylindrisches Quarzrohr mit einem Ansatzstück, in dem sich flüssiges Quecksilber befand, verwendet. Mittels elektrischer Öfen (mit Quarzplatten verschlossen) konnten

beide Teile auf die benötigten Temperaturen gebracht werden. Der benutzte Spektrograph hat Quarzflußspatachromat mit Dispersion  $4 \text{ Å} = 0,2 \text{ mm}$ . Beobachtet wurde bei gesättigtem Dampf (beide Öfen gleiche Temperatur) und bei überhitztem Dampf (Quarzrohr  $727^\circ \text{ C}$ , flüssiges Hg ungefähr  $200^\circ$ , je nach Druck). Durch Kontrollversuche wurde festgestellt, ob die Beobachtungen in dem Bereichen lagen, wo die Schwärzung proportional dem Logarithmus der Intensität ist. Die Schwärzung wurde mit dem Kochschen Photometer ausgemessen.

KRATZER.

**H. E. Marsh, E. Condon and L. B. Loeb.** The theory of the radiometer. *Phys. Rev. (2)* **25**, 719—720, 1925, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1614.] W. GERLACH.

**N. P. Rashevsky.** On the kinetic theory of thermionic effect. *Phys. Rev. (2)* **25**, 891, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Macht man verschiedene Annahmen über das Verhalten der Elektronen in festen Körpern, so können auf statistischem Wege Formeln für den Thermionenstrom abgeleitet werden. Alle diese Formeln sind von der Gestalt  $i = A \cdot T^a \cdot e^{-b/T}$ , aber sie unterscheiden sich durch die Werte der Konstanten. Im einzelnen erhält man in den verschiedenen Fällen: 1. Die Elektronen verhalten sich in dem Körper wie ein ideales Gas, dann ist  $a = 1/2$ . Dies Resultat ergibt sich sowohl mit wie ohne Benutzung der Quantentheorie. 2. Die Elektronen sind im festen Körper in Raumgittern angeordnet, die dieselben dynamischen Eigenschaften wie gewöhnliche Kristallgitter haben. Die klassische Rechnung ergibt  $a = -1$ . 3. Alle Elektronen bewegen sich in Quantenbahnen mit derselben Quantenzahl und derselben Energie:  $a = 2$ . Es wird thermodynamisch und statistisch bewiesen, daß man im allgemeinen  $a = 2$  nur dann als Näherungswert erhält, wenn man die spezifischen Wärmen der inneren Elektronen unberücksichtigt läßt. Einige neuere experimentelle Resultate werden erörtert.

JUNG.

**Franz Simon.** Einige Bemerkungen zu der Arbeit von Eucken „Über die Nullpunktsentropie kondensierter Gase“. *ZS. f. Phys.* **31**, 224—228, 1925, Nr. 1/4. Es wird bezweifelt, daß die Extrapolation der spezifischen Wärmen der kondensierten Gase, die erst bei sehr tiefen Temperaturen abfallen und sich nicht durch eine Schwingungsfrequenz darstellen lassen, so sicher ist, wie Eucken und Fried (*ZS. f. Phys.* **29**, 36, 1924) annehmen. Ferner wird auf eine Arbeit von Schottky hingewiesen, nach der sich der Befund der Autoren in Übereinstimmung mit dem Nernstischen Theorem deuten läßt. Schließlich wird gezeigt, daß die von den Autoren errechnete Abweichung der chemischen Konstanten des Wasserstoffs vom theoretischen Wert nicht zu Recht besteht.

SIMON.

**Franz Simon.** Über die Nullpunktsentropie kondensierter Gase. *ZS. f. Phys.* **33**, 946—947, 1925, Nr. 12. Antwort auf die Bemerkung von Eucken und Fried (*ZS. f. Phys.* **32**, 150, 1925) zu der vorstehend referierten Arbeit.

SIMON.

**Alfred Charles Egerton.** Numerical Values of Chemical Constants and Frequencies of the Elements. *Proc. Phys. Soc. London* **37**, 75—83, 1925, Nr. 2. Verf. glaubt unter Bentzuung teilweise unzuverlässiger Messungen feststellen zu können, daß die chemischen Konstanten einatomiger Gase den Sackur-Stern-Tetrodeschen Wert haben. Ferner wird zu zeigen versucht, daß die Schwingungsfrequenzen der Atome im kristallisierten Element bei chemisch ähnlichen Elementen linear vom Logarithmus des Atomgewichts abhängen.

SIMON.

**F. Henning und W. Heuse.** Grundlagen für die Verwirklichung der optischen Temperaturskale. *ZS. f. Phys.* **32**, 799—822, 1925, Nr. 11/12. Die theoretisch nach

dem Wien-Planckschen Gesetz einfach definierte optische Temperaturskale bietet der praktischen Verwirklichung nicht unerhebliche Schwierigkeiten, falls große Genauigkeit angestrebt wird. Die effektive Wellenlänge der in der optischen Pyrometrie häufig verwendeten Farbfilter hängt von der Farbtemperatur des Strahlers sowie von der Eigentemperatur des Filters ab. In dieser Beziehung wurden eingehend das Schott'sche Rotglas F 4512 und ein grünes Gelatinefilter untersucht. — Für die Bestimmung sehr hoher Temperaturen sind Räuchgläser unentbehrlich, deren Durchlässigkeit nicht nur von der Wellenlänge, sondern ebenfalls von der Farbtemperatur des Strahlers abhängt. Vier derartige Gläser, deren Durchlässigkeit im Rot etwa 0,1 betrug, wurden eingehend durchgemessen. Hierbei war auch die scheinbare Veränderung ihrer Durchlässigkeit zu berücksichtigen, falls mehrere Räuchgläser hintereinander geschaltet wurden. — Um den schwarzen Körper durch ein einfacher zu handhabendes „sekundäres“ Normal zu ersetzen, wurden Versuche an einer Wolframbandlampe angestellt, deren Helligkeit an einer wohldefinierten Stelle des Bandes sich als reproduzierbare Funktion der Stromstärke erwies. Die mit dem Farbglaspyrometer im roten und grünen Lichte an dieser Lampe bis zu 2300° C ausgeführten Temperaturmessungen wurden durch entsprechende Messungen mit einem Spektralpyrometer bestätigt. Bevor es möglich ist, die Temperaturskale durch eine größere Zahl solcher Wolframbandlampen festzulegen, kann der schwarze Körper nur ausgeschaltet werden, wenn genügend optische Fixpunkte von sicherer Reproduzierbarkeit bekannt sind. Als Fixpunkt dieser Art empfiehlt sich der Schmelzpunkt des an der freien Atmosphäre geheizten Platins, der bei der Wellenlänge  $\lambda = 0,656 \mu$  die schwarze Temperatur 1561° C liefert. Für die schwarze Temperatur des positiven Kraters der Bogenlampe wurde bei Verwendung von Siemensscher A-Kohle im roten und grünen Lichte der Wert 3430° C gefunden.

HENNING.

**A. G. Worthing.** The Temperature Scale and the Melting-Point of Molybdenum. Phys. Rev. (2) 25, 846—857, 1925, Nr. 6. Der erste Teil der Arbeit bezieht sich auf die Ermittlung des Emissionsvermögens von Molybdän. Aus einem etwa 1 mm breiten Bande dieses Metalles wurde ein eng gewickeltes Spiralrohr hergestellt, aus dessen Innern durch ein kleines Loch schwarze Strahlung austreten konnte. Der Vergleich der Intensität dieser Strahlung mit derjenigen der freien Oberfläche liefert das Emissionsvermögen. Derartige Beobachtungen wurden zwischen 1100 und 2600° K angestellt. Das Emissionsvermögen bei Zimmertemperatur wurde aus Reflexionsmessungen abgeleitet. Aus der graphischen Darstellung der Meßergebnisse lassen sich folgende Daten für das Emissionsvermögen  $\epsilon_\lambda$  bei den Wellenlängen  $\lambda = 0,475$  und  $\lambda = 0,665 \mu$  entnehmen:

$T$	$\lambda = 0,475 \mu$	$\lambda = 0,665 \mu$	$T$	$\lambda = 0,475 \mu$	$\lambda = 0,665 \mu$
300° K	0,424	0,420	1500	0,390	0,372
500	0,417	0,411	2000	0,379	0,353
1000	0,403	0,391	2500	0,370	0,338

Der Schmelzpunkt des Molybdäns wurde unter Verwendung dieser Zahlen aus der schwarzen Temperatur  $S$  ermittelt, die nach zwei verschiedenen Methoden gemessen wurde. a) ein Molybdändraht wurde in einer Argonatmosphäre elektrisch durchgeschmolzen, b) zwischen den Enden eines so durchgeschmolzenen Drahtes wurde ein Lichtbogen erzeugt und durch Steigerung des Stromes erneutes Schmelzen bewirkt. Schließlich wurde noch ein einzelner Versuch nach einer dritten Methode vorgenommen,

bei der ein Molybdän- und ein Wolframdraht zur Berührung gebracht wurden und die schwarze Temperatur des Wolframdrahtes in dem Augenblick gemessen wurde, in dem der Molybdändraht schmolz. Aus dem bekannten Werte für das Emissionsvermögen des Wolframs gewinnt man dann auch einen Wert für die gesuchte wahre Schmelztemperatur. — Das Ergebnis aller Messungen, die mit der Strahlungskonstante  $c_2 = 14\,330$  berechnet wurden, ist folgendes:

Methode	Zahl der Beobachtungen	$\lambda$	$S_\lambda$	$e_\lambda$	$T$
Drahtmethode . .	23	0,664	2518 <sup>0</sup> K $\pm 6^0$	0,328	2894 <sup>0</sup> K
Lichtbogen . . .	47	0,664	2531 1	0,328	2911
Drahtmethode . .	10	0,462	2647 5	0,363	2890
Lichtbogen . . .	16	0,462	2666 10	0,363	2915
W-Mo-Kontakt. .	1	0,664	—	—	2912

Unter Anwendung verschiedener Gewichte wird hieraus der Mittelwert  $T = 2895 \pm 10^0$  K für den Schmelzpunkt des Molybdäns abgeleitet.

HENNING.

**W. A. Noyes.** A Simple Differential Air Thermometer for Use at Low Temperatures. Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 1942—1944, 1925, Nr. 7. Das Instrument besteht aus einer 2,5 bis 5 ccm fassenden, mit Luft gefüllten Glaskugel, an die eine 50 cm lange Kapillare von etwa 0,8 mm Durchmesser angeblasen ist. Die Kapillare wird an ihrem freien Ende verschlossen, nachdem in sie ein wenig Quecksilber eingeführt ist, das bei Zimmertemperatur ein etwa 10 cm langes Stück der Kapillare von dem übrigen Gasvolumen abtrennt. Der Stand des Quecksilberfadens ändert sich mit der Temperatur der Kugel. Bezeichnet  $l_0$  die Länge der Luftsäule über dem Quecksilber bei  $0^0$ , so nimmt die Größe  $l$  bei der Temperatur  $T$ , falls der obere Teil der Kapillare stets auf Zimmertemperatur bleibt, in erster Näherung den Wert  $l = l_0 \frac{273}{T}$  an. Hieraus folgt, daß die Empfindlichkeit des Thermometers stark mit abnehmender Temperatur wächst. Die an den Ablesungen anzubringenden Korrekturen  $\Delta l$ , welche bei einem näher betrachteten Beispiel bis zu 1,3 cm betragen, sind durch Eichung bei der Temperatur der festen Kohlensäure ( $-78,5^0$  C) und der flüssigen Luft ( $-191,6^0$  C!) empirisch zu bestimmen und können durch die Beziehung  $\Delta l = a t + b t^2$  dargestellt werden. — Füllt man das Thermometer mit Wasserstoff statt mit Luft, so ist es bei entsprechend tieferen Temperaturen brauchbar. HENNING.

**F. Henning.** Der Schmelzpunkt des Hafniumoxyds. Naturwissenschaften **13**, 661, 1925, Nr. 30. Reines Zirkonoxyd und zwei Proben von Hafniumoxyd mit bekannter Beimischung von Zirkonoxyd, die sämtlich von Herrn Prof. v. Hevesy zur Verfügung gestellt waren, wurden im Wolframofen und in reduzierender Atmosphäre geschmolzen. Die von den Schmelzstücken ausgehende Strahlung, welche auf Grund besonderer Versuche als „schwarze Strahlung“ angesehen werden durfte, führte mit Hilfe des optischen Pyrometers zu der wahren Schmelztemperatur  $T_s$ . Es ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} \text{ZrO}_2 \text{ (rein)} & 2960 \pm 20^0 \text{ abs.} \\ 0,51 \text{ HfO}_2 + 0,49 \text{ ZrO}_2 & 3026 \pm 20^0 \text{ "} \\ 0,93 \text{ HfO}_2 + 0,07 \text{ ZrO}_2 & 3072 \pm 20^0 \text{ "} \end{aligned}$$

Durch Extrapolation erhält man als Schmelztemperatur für

$$\text{HfO}_2 \text{ (rein)} \quad 3085 \pm 25^0 \text{ abs.}$$

HENNING.

**Howard S. Roberts.** A black body for optical pyrometer calibration. Journ. Opt. Soc. Amer. **10**, 723—724, 1925, Nr. 6. Als schwarzer Körper eignet sich ein vertikal in einem Ofen stehender, etwa 4 cm hoher Graphitzylinder mit Bohrung und Gewinde in Richtung der Achse. Ein Graphitstöpsel bildet einen schrägen Zylinderboden, auf den ein Plättchen des Eichmetalls aufgelegt wird. Der Beginn des Schmelzens ist gut beobachtbar, während vorher Einzelheiten im Innern der Bohrung nicht zu erkennen sind. Für carbibildende Metalle wird ein ähnlicher Körper aus Marquardtmasse beschrieben.

HERMANN SCHMIDT.

**H. Schmidt.** Über Farbpyrometrie. ZS. f. techn. Phys. **6**, 473, 1925, Nr. 9.

HERMANN SCHMIDT.

**Witold Jazyna.** Bemerkung über die  $c_m$ - $T$ - oder  $C_m$ - $\theta$ -Diagramme und über die wahre (augenblickliche) spezifische Wärme. ZS. f. techn. Phys. **6**, 261—262, 1925, Nr. 7. Die wahre spezifische Wärme  $c$  bei der Temperatur  $T$  steht mit der mittleren spezifischen Wärme  $C_m$  zwischen den Temperaturen  $T$  und  $T_s$  in

der Beziehung  $c = C_m + (T - T_s) \frac{\partial C_m}{\partial T}$ . Für den Wasserdampf sind Diagramme

bekannt, aus denen die mittlere spezifische Wärme  $C_m$  bei einem gegebenen Druck  $p$  zwischen der Temperatur  $T$  und der Sättigungstemperatur  $T_s$  entnommen werden kann. Wenn  $C_m$  als Funktion der Überhitzungstemperatur  $\theta = T - T_s$  dargestellt ist und das Diagramm zugleich die Isobaren enthält, so ist durch Konstruktion der

Tangenten an die Isobaren gemäß der Beziehung  $c_p = C_{mp} + \theta \left( \frac{\partial C_m}{\partial T} \right)_p$  auf einfache

Weise die wahre spezifische Wärme  $c_p$  aus der mittleren spezifischen Wärme  $C_m$  zu gewinnen.

HENNING.

**E. O. Salant.** The heat capacity of solid aliphatic crystals. Proc. Nat. Acad. Amer. **11**, 227—231, 1925, Nr. 4. Versuch, mit Hilfe von Annäherungsannahmen den Abfall der spezifischen Wärmern aliphatischer Verbindungen zu berechnen. SIMON.

**B. Meschtschersky.** Die spezifische Wärme von Lösungen und die Ionenhydrate. Mitt. d. Gorkyschen landwirtschaftl. Inst. **3**, 1—29 [russ.]. Auf Grund des vorliegenden experimentellen Materials über die Wärmekapazität  $C$  der Lösungen folgert Verf.: 1. Nichtelektrolyte und schwache Elektrolyte erhöhen die  $C$  des Wassers bei der Auflösung. 2. Starke, in einatomige Ionen zerfallende Elektrolyte erniedrigen die  $C$  des Wassers; starke aus komplizierten Ionen gebaute Elektrolyte erhöhen — wenigstens in konzentrierteren Lösungen — die  $C$ . 3. Die Abweichungen von der Mischungsregel sind um so geringer, je stärker die Lösung ist. 4. Die scheinbare  $C$  des gelösten Salzes nimmt von Li zu Cs und H (bei gleichbleibendem Anion) ab. 5. Sie nimmt auch mit steigender Temperatur ab. Diese Tatsachen werden vom Verf. durch Annahme der Ionenhydratation erklärt; die Ionenhydrate zerfallen bei Konzentrierung der Lösung oder bei Temperaturerhöhung; der Hydratationsgrad steigt von Li zu Cs und H. Die organischen Ionen sind wasserfrei, was auch daraus folgt, daß zwischen ihren Massen  $M$  und Beweglichkeiten  $U$  die Beziehung  $MU^2 = \text{const}$  besteht. — Die  $C$  wird durch Ionenhydratation herabgesetzt, weil die Wassermoleküle in den Hydraten eine geringere Wärmekapazität haben als in Wasser.

\*BIKERMAN.

**E. Ariès.** Sur le maximum de la chaleur de vaporisation. C. R. **174**, 1050—1053, 1922, Nr. 16.

SCHEEL.

**Carl Benedicks et Per Sederholm.** L'anomalie de dilatation de l'invar. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. 19 (B), Nr. 1, 6 S., 1925, Heft 1. An Hand einiger Mikroaufnahmen und Ausdehnungsmessungen wird ausgeführt, daß die abnorm geringe Wärmeausdehnung von Invar (36 Proz. Ni) auf die Überlagerung eines Umwandlungsvorgangs zurückzuführen ist. Da die Umwandlung Zeit benötigt, ist die Gesamtausdehnung stark von der Geschwindigkeit der Temperaturerhöhung abhängig. Die Ausdehnung im ersten Augenblick liegt zwischen den Werten für Eisen und Nickel. Im Gefüge lassen sich durch geeignete Ätzung in der Grundmasse Körner einer zweiten Phase in feiner Verteilung nachweisen.

G. SACHS.

**Fr. A. Henglein.** Die thermische Ausdehnung einiger Alkalimetallhalogenide bei tiefen Temperaturen. (Nach Versuchen von H. Krüger, H. Wiens und G. Hähnel.) ZS. f. phys. Chem. 115, 91—120, 1925, Nr. 1/2. Die Dichten der im folgenden genannten Verbindungen wurden nach der Pyknometermethode bei 0° und —79° bestimmt. Die geschmolzenen Salze haben ein höheres spezifisches Gewicht, als die aus wässriger Lösung kristallisierten. — Es wird ein Gasvolumenometer beschrieben, mittels dessen die Dichten fester Salze bei allen Temperaturen bestimmt werden können. Mit der Apparatur wurden die spezifischen Gewichte der genannten Salze bei Zimmertemperatur, 0°, —79° und —184° ermittelt. Die gewonnenen Resultate und die daraus berechneten Ausdehnungskoeffizienten sind in folgender Tabelle zusammengestellt. — Die gefundenen Ausdehnungskoeffizienten

Stoff	Spezifisches Gewicht bei				Kubischer Ausdehnungskoeffizient $\times 10^6$ zwischen	
	Zimmertemperatur	0°	—79°	—184°	0 u. —79°	—79° u. —184°
NaCl . . .	2,162 <sub>6</sub>	2,167 <sub>7</sub>	2,186 <sub>6</sub>	3,208 <sub>0</sub>	110	92,5
K Cl . . .	—	1,992 <sub>5</sub>	2,008 <sub>6</sub>	2,027 <sub>1</sub>	101	89,5
Na Br . . .	3,206 <sub>1</sub>	3,213 <sub>9</sub>	3,244 <sub>5</sub>	3,281 <sub>4</sub>	119	107
K Br . . .	2,749 <sub>5</sub>	2,755 <sub>7</sub>	2,779 <sub>9</sub>	2,809 <sub>6</sub>	110	101
Na J . . .	—	3,658 <sub>7</sub>	3,698 <sub>2</sub>	3,746 <sub>6</sub>	135	123
K J . . .	3,118 <sub>0</sub>	3,126 <sub>5</sub>	3,157 <sub>7</sub>	3,196 <sub>8</sub>	125	116

werden mit sinkender Temperatur kleiner; es ergab sich Übereinstimmung mit dem Gesetz, wonach Atomwärme: Ausdehnungskoeffizient bei allen Temperaturen konstant ist. — Zwischen den Ausdehnungskoeffizienten und der chemischen Zusammensetzung der Salze besteht folgende Gesetzmäßigkeit: Bei gleichbleibendem Kation werden die Ausdehnungskoeffizienten mit zunehmendem Atomgewicht des Anions größer; bei gleichbleibendem Anion nehmen sie ab mit größer werdendem Atomgewicht des Kations. — Die prozentuale Ausdehnung der Salze ist bei der Erwärmung vom absoluten Nullpunkt bis Zimmertemperatur bei allen ungefähr gleich groß; beim Vergleich der Molekularvolumina der Salze bei Zimmertemperatur können sie als in übereinstimmenden Zuständen befindlich angesehen werden.

SCHEEL.

**F. A. Henglein.** (Nach Versuchen von G. Hähnel.) Die thermische Ausdehnung einiger Alkalimetallhalogenide bei tiefen Temperaturen. II. ZS. f. phys. Chem. 117, 285—292, 1925, Nr. 3/4. Fortsetzung früherer Versuche (ZS. f. phys. Chem. 115, 91, 1925; vgl. vorst. Ref.). Mittels eines Gasvolumenometers wurden die Dichten der Stoffe bei 0, —79 und —184° bestimmt und daraus die Ausdehnungskoeffizienten berechnet. Für die Lithium- und Rubidiumsalze (in der Tabelle mit \* be-

zeichnet) sind die beobachteten Dichten auf die von Baxter bei 0° gemessenen Dichten umgerechnet. Die Resultate der Arbeit sind die folgenden:

Stoff	Dichten bei			Ausdehnungskoeffizient in 10 <sup>-6</sup>	
	0°	— 79°	— 184°	zwischen 0 u. — 79°	zwischen — 79 u. — 184°
LiF . . . . .	2,641	2,661	2,678	92	61
LiCl . . . . .	2,074*	2,094*	2,117*	122	100
LiBr . . . . .	3,476*	3,515*	3,559*	140	118
LiJ . . . . .	4,078*	4,132*	4,194*	167	141
NaF . . . . .	2,804	2,826	2,846	98	68
NaCl . . . . .	2,168	2,187	2,206	110	93
NaBr . . . . .	3,213	3,245	3,281	119	107
NaJ . . . . .	3,658	3,698	3,747	135	123
KF . . . . .	2,523	2,543	2,564	100	79
KCl . . . . .	1,992	2,008	2,028	101	89
KBr . . . . .	2,756	2,780	2,810	110	101
KJ . . . . .	3,125	3,158	3,197	125	116
RbCl . . . . .	2,806*	2,828*	2,855*	98,5	91,5
RbBr . . . . .	3,358*	3,386*	3,421*	104	97
RbJ . . . . .	3,560*	3,594*	3,637*	119	112

Es gilt folgende Gesetzmäßigkeit: Bei festgehaltenem Anion nimmt mit zunehmendem Atomgewicht des Kations der Ausdehnungskoeffizient ab; bei variierendem Anion und festbleibendem Kation dagegen nimmt der Ausdehnungskoeffizient zu; jedoch machen die Fluoride eine Ausnahme.

SCHEEL.

**Richard Lorenz und W. Herz.** Über die Molvolume von Salzen beim Schmelzpunkt. ZS. f. anorg. Chem. **145**, 88—94, 1925, Nr. 1/2. Das Verhältnis der Molvolume der kristallisierten Salze bei Zimmertemperatur zu den Schmelzpunktstolvolumen hat einen ziemlich konstanten Wert (0,8); Ausnahmen sind Aluminiumchlorid und Silberjodid, bei denen besondere Verhältnisse vorliegen. Da die Molvolume kristallisierter Salze bei Zimmertemperatur als in übereinstimmenden Zuständen befindlich angesehen werden können (Henglein, ZS. f. phys. Chem. **115**, 91, 1925), ist dieses konstante Verhältnis eine Bestätigung des Theorems der übereinstimmenden Zustände. Für die Schmelzpunktstolvolumen der Alkalihaloide und der Silberhaloide gilt die Linearbeziehung (Fajans und Grimm, ZS. f. Phys. **2**, 299, 1920; W. Biltz, ZS. f. anorg. Chem. **115**, 241, 1921): Molvolum des Haloids ist gleich  $a$  mal dem Molvolum des entsprechenden Kaliumhaloids  $+ b$ . Die Schmelzpunktstolvolumen der Alkalihaloide wachsen mit steigendem Atomgewicht sowohl des Kations als auch des Anions. Die Molvolume der Carbonate, Sulfate und Nitrate der Alkalimetalle beim Schmelzpunkt und im kristallisierten Zustande wachsen mit größer werdendem Atomgewicht des Kations (Ausnahme festes  $\text{KNO}_3$  —  $\text{RbNO}_3$ ). Weitere Einzelheiten vgl. Original. W. HERZ

**Worth H. Rodebush and Alfred L. Dixon.** The Entropies of the Vapours of Zinc and Lead. Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 1036—1043, 1925, Nr. 4. Im Anschluß an frühere Beobachtungen über den Dampfdruck des Cadmiums haben die Autoren nunmehr nach der gleichen Methode die Dampfdrücke von Zink und Blei gemessen. Das Metall wird in einer Stickstoffatmosphäre unter beliebig einstellbarem Druck zum

Sieden gebracht und die Temperatur des Dampfes mit den nötigen Vorsichtsmaßregeln durch ein Pt/PtRh-Thermoelement bestimmt. Die durch Ausstrahlung des Thermoelementes und Überhitzung des Dampfes bedingten Meßfehler sind bei den hohen Temperaturen, wie sie beim Blei auftreten, besonders schwer zu vermeiden. Die Beobachtungen, welche für Zink zwischen 8 und 50 mm Druck bzw. zwischen 584 und 687° C und für Blei zwischen 9 und 49 mm Druck bzw. zwischen 1160 und 1324° C durchgeführt wurden, lassen sich durch die Beziehungen

$$\text{Zink: } \log p_{\text{mm}} = -\frac{6967}{T} - 2,162 \log T + 2,298 \cdot 10^4 T + 15,1817;$$

$$\text{Blei: } \log p_{\text{mm}} = -\frac{9854}{T} + 7,822$$

darstellen. — Mit Hilfe der von Lewis, Gibson und Latimer angegebenen Werte für die Entropie von festem Zink und Blei sowie einiger Angaben über spezifische Wärmen und Schmelzwärmen der Metalle wird mit Hilfe der obigen Dampfdruckgleichungen die Entropie der Metalldämpfe für (den praktisch nicht realisierbaren Fall von) 1 Atm. und 298° K berechnet. Die so gewonnenen Werte stimmen ausgezeichnet mit den Zahlen überein, die aus der Formel von Tetrode folgen. HENNING.

**Ch. M. van Deventer.** Wieviel Wasser bleibt flüssig beim Gefrieren einer verdünnten Lösung? Chem. Weekblad 22, 284—285, 1925. 1. Verf. behandelt zunächst einen scheinbaren Widerspruch. Die Theorie der Eisbildung in einer verdünnten Lösung lehrt, daß falls die Abkühlung weiter als der erste Eispunkt geht, bei jeder niedrigeren Temperatur Gleichgewicht besteht zwischen einer für diese Temperatur bestimmten Fraktion der ursprünglichen Wassermenge als Eis, und einer bestimmten Fraktion von diesem Wasser als Flüssigkeit, welch letztere dann Lösungsmittel für die ursprünglich gelöste Substanz ist. Die Theorie lehrt aber auch, daß nach erfolgter Eisbildung bei einer gewissen Temperatur die Lösung durch Zusatz eines willkürlichen Eisüberschusses nicht verändert. Wo bleibt dann die Bestimmtheit der Fraktionen? Diese bleiben, was sie waren, aber die sogenannte ursprüngliche Lösungsmenge verändert. Hat man z. B. eine Lösung von 10 g Saccharose in 1 Liter Wasser, mit einem ersten Eispunkt von —0,057°, zur ersten Eisbildung gebracht und man fügt 1 kg Eis von —0,057° hinzu, dann bleibt zwar die erste Lösung, was sie war, aber für das ganze System ist dann eine Lösung von 10 g Saccharose in 2 kg Wasser in Rechnung zu bringen. Demnach gilt der Satz: bei jeder Eisbildung, viel, wenig oder fast Null, ist die dann auftretende Gefriertemperatur erster Eispunkt für die übrigbleibende Lösung. Ein Liter einer Saccharoselösung mit 10 g Saccharose hat ihren ersten Eispunkt (oder Gefrierpunkt) bei —0,057°. Kühlt man diese Liter ab bis —0,200°, so wird sich eine bestimmte Menge Eis bilden, und eine bestimmte Menge Flüssigkeit übrig bleiben, die dann die 10 g Saccharose noch enthält. Mit Bezug auf die ursprüngliche Lösung ist —0,200° der zweite Eispunkt; —0,200° ist jedoch der erste Eispunkt (Gefrierpunkt) für die übrigbleibende Lösung, die nicht mehr die ursprüngliche Lösung ist. — 2. Ist es möglich von vornherein anzugeben, welche Fraktion des Lösungsmittels bei Abkühlung sich als Wasser behauptet, und welche Fraktion sich als Eis ausscheiden wird. Man denke sich eine Lösung von  $a$  g Saccharose/Liter und zwar hiervon 1 Liter (oder 1 kg). Dies Liter hat einen ersten Eispunkt von  $-t_1^0$ , einen zweiten von  $-t_2^0$ . Bei  $-t_1^0$  ist 1 kg Wasser mit  $a$  g Saccharose, bei  $-t_2^0$   $x$  kg Wasser mit  $a$  g Saccharose und bei  $-t_2^0$  außerdem  $(1-x)$  kg Eis vorhanden. Nach dem Gesetz von Bragden sind die ersten Eispunkte (oder Gefrierpunkte) der verdünnten Lösungen derselben Substanz proportional den Kon-

zentrationen dieser Lösungen. Demnach ist  $a/1 : t_1 = a/x : t_2$  oder  $x = t_1/t_2$  und also auch  $(1-x) = (t_2 - t_1)/t_2$ . Es ergibt sich die einfache Regel: Für eine verdünnte Lösung mit einem ersten Eispunkt (= Gefrierpunkt) von  $-t_1^0$  ist die bei Abkühlung bis  $-t_2^0$  als Flüssigkeit übrigbleibende Fraktion des Wassers gleich  $t_1/t_2$ . \*K. WOLF.

**Ch. M. van Deventer.** Warum gibt Seewasser süßes Eis? Chem. Weekblad 22, 282—284, 1925. Die aufgeworfene Frage führt zu zwei Denkbarkeiten: A. Bei einer gewissen Temperatur besteht Gleichgewicht zwischen Klumpen von salzigem Eis und Salzlake von derselben Zusammensetzung wie das salzige Eis. B. Die Salzlösung spaltet sich bei Abkühlung in süßes Eis und stärkere Salzlake. Verf. erörtert die Frage, welches System stabiler ist, A oder B. Der beim Gefrieren abgeschiedene feste Klumpen hat sowohl bei A wie bei B mit der betreffenden Flüssigkeit dieselbe Wasserdampfspannung. Diese ist aber für B niedriger als für A, weil bei B, infolge der Bildung von süßem Eis, die Salzkonzentration in der übrigbleibenden Flüssigkeit höher ist als die der ursprünglichen Flüssigkeit, während bei A die Konzentration nicht verändert. Dieselbe Schlußfolgerung gilt auch für Seewasser. — Im Anschluß an Ostwald wird der Satz erörtert: bei der Bestimmung des Gefrierpunktes einer verdünnten Lösung bestimmt man immer den Gefrierpunkt der übrigbleibenden und nicht der ursprünglichen Lösung. Verf. weist auf den Unterschied zwischen ziemlich genauen Versuchen und Präzisionsbestimmungen hin und unterscheidet zwischen dem wahren Gefrierpunkt der ursprünglichen Lösung und dem beobachteten Gefrierpunkt des Versuches.

\*K. WOLF.

**M. S. Van Dusen.** Platinum-resistance thermometry at low temperatures. Journ. Amer. Chem. Soc. 47, 326—332, 1925, Nr. 2. Als empirische Formel zur Darstellung des Widerstandes  $R$  von reinem Platin als Funktion der Temperatur  $t$  zwischen 0 und  $-190^0$  C wird die Beziehung

$$t = \frac{1}{\alpha} \cdot \left( \frac{R_t}{R_0} - 1 \right) + \delta \cdot \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100} + \beta \cdot \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t^3}{100^3}$$

vorgeschlagen und an den vorliegenden Messungen des Bureau of Standards und der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt erprobt. Für  $\beta = 0$  geht diese Formel in die von Callendar aufgestellte Beziehung über, die sich im Temperaturgebiet von etwa  $-40$  bis  $+650^0$  C vorzüglich bewährt hat. Sind für diesen Temperaturbereich und ein bestimmtes Platin-Widerstandsthermometer die Konstanten  $\alpha$  und  $\delta$  (durch Eichung beim Wasser- und Schwefelsiedepunkt) bekannt, so ist zur Auffindung der Konstanten  $\beta$  nur noch eine Eichung etwa bei der Temperatur des siedenden Sauerstoffs ( $t = -183,00^0$  C bei dem Druck 1 Atm.) nötig. Die Formel umfaßt also das ganze Gebiet von  $-190$  bis  $+650^0$ , wenn man die Bedingung hinzufügt, daß oberhalb  $t = 0^0$  die Konstante  $\beta$  den Wert Null annimmt.

HENNING.